



TITLE:

核分裂片と中性子の同時計測による熱中性子核分裂過程の実験的研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

西尾, 勝久

CITATION:

西尾, 勝久. 核分裂片と中性子の同時計測による熱中性子核分裂過程の実験的研究. 京都大学, 1997, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1997-07-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3128532>

RIGHT:

核分裂片と中性子の同時計測による 熱中性子核分裂過程の実験的研究

西尾 勝久

目次

第1章 緒論	1
1.1 節 核分裂研究の歴史的背景と本研究の着眼点	1
1.2 節 本研究の目的と方法	5
1.3 節 本論文の構成	7
参考文献	8
第2章 本研究に用いる核分裂モデルと表式	10
2.1 節 序言	10
2.2 節 BGM モデル	10
2.2.1 マルチチャンネル核分裂モデル	11
2.2.2 確率切断モデル	13
2.2.3 マルチチャンネル核分裂モデルと確率切断モデルとの融合	20
2.3 節 分離点モデル	21
2.4 節 レベル密度パラメータ	23
参考文献	25
第3章 2V2E法による ^{239}Pu 熱中性子核分裂片の測定	27
3.1 節 序言	27
3.2 節 2V2E法による ^{239}Pu 熱中性子核分裂片の測定	28
3.2.1 2V2E法の原理	28
3.2.2 実験方法	29
3.2.3 データ解析の方法	33
3.3 節 実験結果	36
3.4 節 BGMモデルによる計算との比較	48
3.4.1 2つのチャンネルへの分岐確率と限界形状	48
3.4.2 実験結果との比較	50
3.5 節 結言	52
参考文献	53

第4章 核分裂片と中性子の同時計測システムの開発	55
4.1節 序言	55
4.2節 PPACの製作と特性	58
4.2.1 タイプA検出器の製作とその特性測定	58
4.2.2 タイプB検出器の製作とその特性測定	66
4.3節 1V1E法による ^{235}U 熱中性子分裂片の同時計測	70
4.3.1 1V1E法の原理	70
4.3.2 実験方法	71
4.3.3 データ解析の方法	73
4.3.4 実験結果	74
4.4節 核分裂片と中性子の同時計測システム	77
4.4.1 実験配置	77
4.4.2 真空実験槽	78
4.4.3 ターゲット	79
4.4.4 核分裂片検出器と中性子検出器	79
4.4.5 測定回路	81
4.5節 結言	83
参考文献	84
第5章 ^{235}U 熱中性子核分裂反応における核分裂片と 中性子の同時計測	87
5.1節 序言	87
5.2節 解析の原理	89
5.2.1 核分裂片の質量数とエネルギー	89
5.2.2 核分裂片重心系での中性子エネルギー	89
5.2.3 中性子放出数	90
5.3節 実験データとデータ処理の方法	90
5.3.1 実験データ	90
5.3.2 核分裂片と中性子のエネルギー較正	94
5.3.3 データ処理と補正	96
5.4節 解析結果と考察	105
5.4.1 核分裂片と中性子の主要データおよび核分裂片の質量数と 運動エネルギー	105
5.4.2 中性子のエネルギー	108
5.4.3 中性子放出数	112
5.4.4 エネルギー分割	123

5.5 節	BGMモデルによる解析	126
5.5.1	限界形状の決定	126
5.5.2	解析結果と実験結果の比較	128
5.6 節	分離点モデルによる計算との比較	130
5.7 節	結言	132
	参考文献	135
第 6 章	^{235}U 熱中性子核分裂片のレベル密度パラメータの測定	137
6.1 節	序言	137
6.2 節	^{235}U 熱中性子核分裂片のレベル密度パラメータの導出と結果	138
6.2.1	データ解析の方法と誤差の評価	138
6.2.2	データ解析の結果	139
6.3 節	経験式によるレベル密度パラメータの解析	141
6.4 節	結言	144
	参考文献	145
第 7 章	総括的討論	146
	参考文献	152
	謝辞	155
	付録	
	発表論文リスト	157

第 1 章 緒論

1.1 節 核分裂研究の歴史的背景と本研究の着眼点

核分裂現象が発見^[1]されてから 60 年近くになり、その連鎖反応は原子炉として応用されているが、核分裂現象そのものはなお十分には解明されていない。それは、数多くの核子から成る原子核が変形し、実際に分裂してゆく過程、すなわち核分裂過程を詳細に調べるのが困難なためである。核分裂の発見以来今日まで、核分裂過程の解明を中心に核分裂現象の研究は続いている^{[2][3]}。

核分裂現象を幾何学的なイメージで捉えた場合、核分裂過程は時間軸に対する原子核の変形量の発展と考えることができる。原子核は変形に応じたポテンシャルを持っている。これは、それぞれの原子核の殻構造を反映して固有の値を持っており、その中に山(障壁)や谷が存在する。核分裂の可能性のある原子核が、時間に対してそれぞれ固有のポテンシャル曲面上を、どのようなチャンネルをたどって分離点 (scission) に至るかが核分裂過程であり、これを解明することが核分裂研究の大きな目標の 1 つである。この場合、核分裂する核 (fissioning nucleus : 以下は親核) の性質で核分裂過程がすべて決定するという見方を [A] とする。一方、もう 1 つ別な見方として、核分裂障壁を越えて変形量が大きくなった状態ではもはや障壁近傍の情報は失われ、それ以後の核分裂過程はむしろ生成するであろう 2 つの核分裂片の性質によって支配されるという見方がある。これを [B] の見方とする。

核分裂過程がすべて親核のポテンシャル構造で支配されるという [A] の見方をとった場合、その過程は主として次の 3 段階に分けて考えることができる。すなわち、(1) 核分裂障壁に関連するもの、(2) 核分裂障壁近傍から分離点に至るまでの過程、および (3) 分離点以降の現象である。

まず(1)の核分裂障壁に関し、Bohr と Wheeler は古典的な液滴モデルでこれを説明したが^[4]、その後 Strutinsky はそのポテンシャルに殻補正エネルギーを施すモデルを考えたと^{[5][6]}。これは、古典的な集団運動に加えて個々の核子の運動に起因する性質を取り入れたものである。それぞれの核子は、原子核自身が形成する変形に応じたポテンシャルの内部を運動しており、核子は離散的なエネルギーを持つ。この点において、Strutinsky のモデル

は原子核の古典的な性質と量子力学的な性質を融合したものと言える。この結果、核分裂を起こす重い核種は、多くの場合2つのピークのある核分裂障壁を持っていることが明らかになった。この双山の核分裂障壁モデルにより、形状異性体の存在^[7] やしきい値以下に見られる核分裂断面積の微細構造^{[7][8]} を説明することができるようになった。

次に、(2)の核分裂障壁から分離点に至るまでの過程については、それを直接的にはもちろん、間接的にさえ測定する方法がほとんどなかったため研究が遅れてきた。しかし最近になって、この過程で放出されると考えられる γ 線^{[9][10]}、中性子^{[11][12]}、あるいは荷電粒子^{[13][14][15]}の数やエネルギーを測定し、これを原子核の統計モデルやこれに粘性を取り入れたモデルによる計算と比較することで、この過程に直接取り組もうという研究が少しずつ盛んになりつつある。こうした研究は核分裂ダイナミックスと呼ばれることがある。

最後に、(3)の分離点以降の現象として現れる諸量すなわち、①核分裂片の質量数および電荷数の分布、②核分裂片の運動エネルギー分布、③核分裂片から放出される γ 線や中性子の数やエネルギーが自発核分裂と粒子誘起核分裂について測定されている。特に後者では、その複合核の種類、入射粒子の種類と励起エネルギー等の関数としてそれらの値が求められている。これらの諸量には、核分裂障壁からポテンシャル曲面上の軌跡に関するすべての情報が含まれていると考えられ、核分裂過程を考察するのに最も基礎的で重要なものである。そして、こうした数多くの実験データをもとに、核分裂過程の理論的研究が進められている。

^{235}U 、 ^{239}Pu などの低励起エネルギー核分裂、例えば熱中性子核分裂において、質量非対称な分裂が多いということは核分裂現象の特異な性質の1つである。ところが、液滴モデルは質量対称分裂を予測しており、この実験事実を説明することができない。そこで Möller は、Strutinsky の方法により質量対称と非対称の変形について核分裂障壁を計算した。その結果、質量非対称変形の方が核分裂障壁が低くなることを見出した^[16]。これによると、対称分裂は核分裂障壁が高く、これを越える確率が小さいために抑制されると解釈できる。さらに Möller の結果は、核分裂ポテンシャルの概念に新しい見方を与えた。すなわち、核分裂の過程に2つの変形経路(チャンネル)が存在するという見方である。これら2つのチャンネルは、① 質量対称で障壁が高く、長いチャンネルをたどるもの、および、② 質量非対称で障壁が低く、短くてコンパクトな分離点配置に至るチャンネルをたどるものと解釈することができる。この考えにもとづいて、荷電粒子入射核分裂反応における質量数と運動エネルギー分布が説明されている^{[17][18][19]}。

さらに、Brosa、Grossmann と Müller (BGM)は、Strutinsky の方法により、より変形量の多い領域にまで計算を広げ、ポテンシャル曲面を詳しく調べた^[20]。その結果、第2の障壁から質量非対称に分岐したチャンネルがさらに複数に分岐することを示した。彼らは、Th から Pu の範囲で予測されるこの分岐した質量非対称なチャンネルを Standard 1 および Standard 2 と名付けている。これらのチャンネルの特徴は、前者の方が質量対称に近く、

核分裂軸方向への伸びが少ないことである。さらに、彼らは質量対称で長いチャンネルをたどるチャンネルを Superlong と呼んだ。 ^{252}Cf の自発核分裂 ($^{252}\text{Cf}(\text{sf})$) の場合、この BGM モデルは上記 3 つのチャンネルに加えて、Standard 3 および超非対称 (Supersymmetry) という質量非対称性の大きなチャンネルを予測している。

近年、BGM モデルを検証する実験がいくつか行われている。Knitter らは ^{235}U の熱中性子核分裂 ($^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})^*$) において、Standard 1、Standard 2 と Superlong の 3 つのチャンネルの存在を示した^[21]。Standard 3 は、Siegler らにより $^{237}\text{Np}(n_{\text{f}})$ における測定から見出されている^[22]。その後もいくつかのグループがこの問題に取り組んでいるが^{[23][24]}、今なお定説となるには至っていない。そこで本研究でも $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ と $^{239}\text{Pu}(n_{\text{thf}})$ の場合について、BGM モデルによる解析を試みることにした。

また、③として示したように、核分裂片の質量数や運動エネルギーと同時にその励起エネルギーを調べる方法も考えられる。分離点において、核分裂片はそれぞれ変形状態にあるが、それが十分加速した後にはこの変形エネルギーは励起エネルギーに変換される。すなわち核分裂片の励起エネルギーは分離点での変形量を反映しており、しかもこの変形量は原子核がたどってきた変形チャンネルの伸びに関する変形パラメータの情報を含んでいると考えられる。すなわちこれは観測が最も難しい (2) の過程に関係がある。この核分裂片が持つ励起エネルギーは、中性子や γ 線によって失われる。このうち γ 線によるエネルギー放出量は、熱中性子核分裂などの低励起エネルギー核分裂や自発核分裂の場合、統計的に考えて中性子結合エネルギーの約半分と考えられるで^[25]、発生する中性子の数とエネルギーを測定することにより、核分裂片の励起エネルギーを評価することができる。

核分裂片とそれから発生する中性子数の測定は早くから試みられ、 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ や $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ などの低エネルギー核分裂反応においては、核分裂片の質量数に対する放出中性子数がいわゆる鋸歯状となることが見出された^{[26]・[32]}。しかし、発生する中性子のエネルギーの測定は、実験上の困難さもあって、その例は僅かしかなく^{[26][28]}、得られてきたデータは核分裂片の励起エネルギーの評価にとって不十分であった。極く最近になり、Jørgensen らは格子付電離箱を巧みに利用して、 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ の核分裂片とこれに併なう中性子を測定し、そのデータをもとに BGM モデルを検証するとともに、中性子が核分裂片重心系において等方的に放出されることを示した^[33]。ところが、熱中性子核分裂に対する同様の実験はほとんどない。極く最近、Samant らが $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ について試みた報告があるが^[34]、これはむしろ分離点近くで発生する中性子の観測に重点があり、核分裂片から出る中性子のデータは、後にも示すように大きな誤差を有していて、核分裂片の励起エネルギーの評価には役に立たない。そこで本研究では、熱中性子核分裂反応において、核分裂片と中性子の同時

* ここでは、厳密な意味での標準的な熱中性子による核分裂ではなく、熱中性子成分の多い核分裂である。

測定を行い、その結果を用いて核分裂片の励起エネルギーを評価することに着目した。

一方、[B]の見方として次のようなものがある。変形量の小さい範囲において、親核自身の振舞いは核分裂障壁の構造で決定される。しかし、これを越えて核分裂過程に入り、変形量が大きくなった状態では、もはや障壁近傍の情報は失われ、その直後の分裂過程は、むしろ生成されるであろう 2 つの核分裂片の性質で支配されるとも考えることができる。この立場をとるのが Wilkins ら^[35] や Terrell^[36] の分離点モデル (scission point model) である。

Wilkins らは、核分裂片を構成している中性子の殻補正エネルギーが重要とし、これをもとに核分裂片の質量数や全運動エネルギーの分布および中性子放出数分布を説明した^[35]。また Terrell は、2 つの核分裂片の平均運動エネルギーと平均励起エネルギーの分布は、分離点における 2 つの核分裂片の変形量で決定されると考えた^[36]。そして、この変形量を決定するのはスティフネス(硬さ)というパラメータであるとした。スティフネスは原子核の殻の効果を受けた値を持つと考えられる。いまある質量数分割が与えられたとき、その全運動エネルギーの変化は電荷中心間の距離の変化で表される。一方、中性子数は前述のように近似的に核分裂片の励起エネルギーに比例する。この励起エネルギーの変化は分離点でのその原子核の伸び縮みによってもたらされるので、全運動エネルギーに対する中性子数の変化は、分離点における原子核の伸縮のしやすさと考えられ、スティフネスと深い関係がある。こうした考察を行うためにも、核分裂片と同時にそこから放出される中性子の数とエネルギーを測定することが必要である。このように核分裂過程が核分裂片の性質で支配されるという[B]の見方は、異なった核種の核分裂に対する核分裂片や中性子の諸分布の系統的变化を説明するのに有利である。そこで本研究では、核分裂片とそこから放出される中性子数の数とエネルギーを測定し、それらの間の関係を Terrell の分離点モデルを用いて考察を行う。

これまで述べてきたように、Wilkins や Terrell らは、核分裂現象が 2 つの核分裂片の殻効果で支配されるという考え方に立った。核分裂片の殻効果がさらに顕著に現れるものとしてレベル密度パラメータがある。殻効果の強い原子核では、その励起レベルは粗く、従ってそのレベル密度は小さい。このため、質量数に対してレベル密度パラメータをプロットすると、魔法数の近傍で極小値をとる。Jørgensen らは前述の $^{252}\text{Cf(sf)}$ の実験において、核分裂片から放出される中性子の数とエネルギースペクトルから、核分裂片のレベル密度パラメータを求めた^[33]。その結果、そのレベル密度パラメータは質量数に対してフェルミガスモデルで予測されるような単調な増加を示さず、2 重魔法数の近傍で極小値を示すような鋸歯状の分布をとることを見出した。この分布構造は、核分裂片の殻効果を反映していると考えられる。本研究でもこの考え方を参考にして、これまで例のない $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ について、その核分裂片のレベル密度パラメータを取り扱うことにした。そして得られた結果を基に、核分裂片の集団運動の存在について新しい考察を加える。

1.2 節 本研究の目的と方法

核分裂過程を調べる上で、これまでの研究は、主として核分裂片の質量数と運動エネルギーを測定するか、さらにそれらと同時に放出中性子数を測定するものが多かった。しかし、中性子のエネルギーも測定することにより、核分裂過程に関するより深い知見を得ることができる。本研究は、熱中性子核分裂において、2種類の実験により核分裂片と中性子の同時計測を行うとともに、その結果を核分裂過程についての[A]と[B]2つの見方から考察することにより、その過程の解明に役立てることを目的とする。

本研究で対象とした熱中性子核分裂は、自発核分裂や高エネルギー粒子による核分裂に比べて以下のような特徴を持っている。① 核分裂断面積が大きいこと、② 他の核分裂反応と競合しないこと、③ 親核の励起エネルギーが唯一決定し、スピン状態の差も高々1 \hbar であること、④ 核分裂片の励起エネルギーが比較的低いことである。①は、核分裂障壁の高さと複合核の励起エネルギーに関係がある。 ^{235}U や ^{239}Pu が熱中性子を吸収して生成される複合核の中性子と陽子の数は偶数であり、中性子結合エネルギーが高い。このため、複合核の励起エネルギーは約 6.5 MeV 程度となり、親核は容易に核分裂障壁を乗り越えることができる。この結果、これらの原子核の熱中性子に対する核分裂断面積は数 100 バーンと大きい。このため、高出力の研究用原子炉から導かれる 10^7 n/cm²/s 程度の熱中性子束が得られる場合には、比較的短時間に統計精度の高いデータを収集することができる。次に②について考える。まず第1に、Pu や U の核種は、ターゲットとして純度の高いものが得られること、第2に試料に含まれる不純物の中でも、複合核が偶-偶核でないものは核分裂断面積が小さく、それらの核分裂事象の混入は少ないことから実験が容易である。また、高エネルギー核分裂反応に見られるような、弾性・非弾性散乱による反跳粒子の混入もない。さらに、高エネルギー粒子入射核分裂では、入射ビームと構造材などとの反応によって生じるエネルギーの高い中性子が核分裂中性子に混入する。これに比べ、熱中性子核分裂において混入するのは中性子源としての低エネルギー中性子だけであり、核分裂中性子はそれから容易に弁別できる。熱中性子により生成した複合核は、③として示したように、励起エネルギーの状態が唯一決まる。これは、高エネルギー粒子入射核分裂反応の場合に比べて系が単純となり、解析が簡単である。④は③と関係している。熱中性子核分裂で生じた核分裂片の励起エネルギーは多くても 25 MeV 程度である。この場合、主として中性子によりその励起エネルギーが放出され、残りは γ 線で失われる。この γ 線のエネルギーは中性子結合エネルギーの約半分としてよいので、中性子を測定すればその励起エネルギーを評価することができる。ところが、高エネルギー粒子入射核分裂では中性子や γ 線の他に荷電粒子が放出されることが多く、励起エネルギーの評価が難しく、核分裂片の質量数決定の分解能も低下する。

本研究では2種類の実験を行った。第1の実験は、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ において、核分裂片の運動エネルギーと中性子放出数を測定し、BGM モデルが示す2つの非対称チャンネル、

Standard 1 と Standard 2 の存在を調べることを目的とした。熱中性子核分裂のうち ^{239}Pu を選んだのは、 ^{235}U や ^{233}U の核分裂では Standard 1 のチャンネルをたどる確率は約 15 % であるのに対し、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{thf}})$ ではそれが 25% と多く、2 つのチャンネルの存在が確認されやすいことが計算で予測されているためである^[20]。このための実験として 2V2E 法を選んだ。この方法は、2 つの核分裂片の速度とエネルギーを同時計測し、中性子を放出する前後の核分裂片の質量数の差から中性子数を間接的に決定するものである。これまで核分裂片から放出される中性子の数に関し、 $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ や $^{233}\text{U}(n_{\text{thf}})$ についての例はいくつか報告されているが^{[27][28][30][31]}、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{thf}})$ の実験例は乏しい。1960 年代に、Apalin ら^[27] や Fraser ら^[29] がシンチレータで中性子を直接検出することにより放出中性子数を測定している。この方法に対し、本研究は中性子数の決定は間接的であるが、核分裂片の質量数と運動エネルギーの分布を同時に求めているので、より詳しく核分裂過程を調べるのに適している。

次に、第 2 の実験では、核分裂片の質量数と全運動エネルギーとともにそれから放出される中性子の数とエネルギーを求めることを目的とした。まず、そのためのシステムを構築し、その特性を試験し、予備的な実験を行った上で、実際にそれを用いて測定を行った。このシステムは、2 つの核分裂片をそれぞれ表面障壁型シリコン検出器(SSBD)と平行平板型アバランシェ検出器(PPAC)で検出する。すなわち、一方の核分裂片のエネルギーと他方の速度を決定する 1V1E 法により、それぞれの核分裂片の質量数とエネルギーを決定する。これと、核分裂に併なう中性子を検出する有機液体シンチレータとを組み合わせることでシステムは完成する。この測定方法は、Jørgensen らの格子付き電離箱(GIC)とシンチレータを組み合わせたシステム^[33] に比べて次のような特徴がある。① 2 つの核分裂片の飛行角度をあらかじめ絞ること、および GIC に比べて PPAC と SSBD は検出器としての応答が速いことから核分裂片自身や α 崩壊によるパルス信号の重なり(パイルアップ)が少ない。② 核分裂を誘起する中性子ビームを用いる場合、GIC の電極はこの中性子ビームに直接さらされるため、電極材料が中性子を捕獲したときに発生する γ 線の線量が問題となる。しかし本研究のシステムは、ターゲット以外はビームに当たらないので、GIC に比べてこの γ 線の量が低減できる。

このシステムにより、 $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ についての実験と解析を行った。 $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ における中性子放出数のデータはいくつかあるので、始めにこれらと比較することで本実験データの信頼性を確認する。得られた実験結果を、[A]と[B]のそれぞれの立場に立った異なるモデルを使って解析した。まず、[A]の BGM モデルにより平均の全運動エネルギーと中性子放出数を計算し、 ^{236}U の Standard 1 と Standard 2 の存在を調べることを目的とした。さらに[B]の Terrell の分離点モデル^[36]を用いて実験値を解釈する。この解析において、分離点モデルにより核分裂片の殻補正エネルギーを決定し、核分裂過程が2つの核分裂片の性質、すなわち殻効果で決定されるという考え方について検討する。また、このモデルで得られたスティフネスと、核分裂片質量数および全運動エネルギーに対する中性子数の変化の関係を調べる。

本研究では、上述の実験データから、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片のレベル密度パラメータを得ることも目的の1つとした。このような研究は $^{252}\text{Cf(sf)}$ について存在するが^[33]、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ を含め熱中性子核分裂ではこれまで存在していない。この方法の特徴は、① レベル密度パラメータの絶対値が得られること、② データの乏しい不安定な中性子過剰核のデータが得られること、③ 幅広い質量数範囲にわたって同時に測定できることである。従来、レベル密度パラメータは、中性子共鳴反応の実験による準位の決定、非弾性散乱の解析、または Ericson の解析法により得られたレベル密度をもとに、解析的なモデルを仮定して求められてきた^[37]。そのため、得られた値はいずれも使用したモデルに依存していた。例えば、回転と振動の集団運動による準位密度の増加を考慮するか否かで、その値は 1.5 倍の差を生んできた^[38]。本研究では、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ について得られたレベル密度パラメータを、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ のそれと比較するとともに、殻効果と集団運動を経験的に取り入れた評価式によりこれらの値を解析する。ここで得られるレベル密度パラメータのデータは、核分裂片核種の崩壊様式や反応断面積の評価、さらに融合-分裂反応における核分裂片から発生する粒子や γ 線の放出の計算への入力パラメータ^[39]としても価値が高い。

1.3 節 本論文の構成

以下に続く章で、次の内容について記述する。

第2章では、本研究の実験データを解釈するために用いる核分裂モデルについて記述する。すなわち、核分裂過程を記述する2つの立場の違いから、BGM モデルと Terrell の分離点モデルを示す。また、核分裂片の殻効果と集団運動を考慮したレベル密度パラメータの経験式を記述する。

第3章では、2V2E 法による $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片の測定の原理と実験配置を示す。次いで実験結果を示し、BGM モデルによる解析結果と実験結果を比較することで、2つの質量非対称チャンネルの存在について考察する。

第4章では、次の章で示す核分裂片と中性子の同時測定のために設計し、実際に製作した新しいシステムについて記述する。特に、核分裂片検出用に製作した平行平板型アバランシェ検出器について詳しく述べる。また、予備実験的に行った 1V1E 法の概要とその結果も示す。

第5章では、前章で示したシステムを実際に使い、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ における核分裂片と中性子の同時計測を行った結果について述べる。そして得られた核分裂片の質量数と運動エネルギーに対する中性子数や中性子エネルギーの分布を示す。また、Terrell の分離点モデルにより、核分裂片の殻補正エネルギーとスティフネスを導き、実験結果を考察する。

第6章では、前章で得られた実験結果から、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ で生成された核分裂片のレベル密度パラメータを導出して示す。次に、その結果を殻補正エネルギーと集団運動を

考慮した経験式で解析し、考察を行う。

第7章は、本研究全体を通じた総括的討論であり、併せて今後の問題を示す。

参考文献

- [1] O. Hahn and F.S. Strassmann, *Naturwissenschaften* **26** (1938) 755.
- [2] C. Wagemans, "The Nuclear Fission Process ",CRC Press, (1991) p.35.
- [3] R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, " Nuclear Fission ", Academic Press, (1973) p.254.
- [4] N.Bohr and J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56** (1939) 56.
- [5] V.M. Strutinsky, *Ark. Phys.* **36** (1967) 629.
- [6] V.M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* **A95** (1967) 420.
- [7] S. Bjornholm and J.E. Lynn, *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980) 725.
- [8] E. Migneco and J.P. Theobald, *Nucl. Phys.* **A112** (1968) 603.
- [9] I. Dioszegi, D.J. Hofman, C.P. Montoya, S. Schadmad and P. Paul, *Phys. Rev. C* **46** (1992) 627.
- [10] R. Butsch, D.J. Hofman, C.P. Montoya, P. Paul and M. Thoewnessen, *Phys. Rev. C* **44** (1991) 1515.
- [11] H. Rossner, D. Hilscher, D.J. Hinde, B. Gebauer, M. Lehmann, M. Wilpert and E. Mordhost, *Phys. Rev. C* **40** (1989) 2629.
- [12] M. Strecker, R. Wien, P. Plischke and W. Scobel, *Phys. Rev. C* **41** (1990) 2172.
- [13] A. Chatterjee, A. Navin, S. Kailas, P. Singh, D.C. Biswas, A. Karnik and S.S. Kapoor, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 3167.
- [14] J.P. Lestone, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2245.
- [15] J.P. Lestone, J.R. Leigh, J.O. Newton, D.J. Hinde, J.X. Wei, J.X. Chen, S. Elfstorm and M. Zielinska-Pfabe, *Nucl. Phys.* **A559** (1993) 277.
- [16] P. Möller and N.R. Nix, in *Proceedings of the Conference in Physics and Chemistry, Rochester, Vol. 1, IAEA* (1974) p.103.
- [17] Y. Nagame, I. Nishinaka, K. Tsukada, Y. Oura, S. Ichikawa, H. Ikezoe, Y.L. Zhao, K. Sueki, H. Nakahara, M. Tanikawa, T. Ohtsuki, H. Kudo, Y. Hamajima, K. Takamiya and Y.H. Chung, *Phys. Lett.* **B387** (1996) 26.
- [18] N. Takahashi, N. Yukawa, H. Kobayashi, A. Yokoyama, T. Saito, H. Baba, *Z. Phys.* **A353** (1995) 35.
- [19] H.C. Britt, H.E. Wegner and J.G. Gursky, *Phys. Rev.* **129** (1963) 2239.
- [20] U. Brosa, S. Grossmann and A. Muller, *Phys. Reports* **197** (1990) 167.
- [21] H.-H.Knitter, F.J. Hambsch, C. Budtz-Jorgensen J.P. Theobald, *Z. Naturforsch.* **42a** (1987)

- [22] P. Siegler, F.-J. Hambsch, S. Oberstedt and J.P. Theobald, Nucl. Phys. **A594** (1995) 45.
- [23] P. Schillebeeckx, C. Wagemans, A.J. Deruytter and R. Barthelemy, Nucl. Phys. **A545** (1992) 623.
- [24] C. Wagemans, L.Dematte, S.Pmme, P.Schillebeeckx, Nucl. Phys. **A597**(1996) 188.
- [25] F. Pleasonton, R.L. Ferguson and H.W. Schmitt, Phys. Rev. C **6** (1972) 1023.
- [26] H.R. Bowmann, J.C.D. Milton, S.G. Thompson and W.J. Swiatecki, Phys. Rev. **129** (1963) 2133.
- [27] V.F. Apalin, Yu.N. Gritsyuk, I.E. Kutikov, V.I. Lebedev and L.A. Mikaelian, Nucl. Phys. **71** (1965) 553.
- [28] J.C.D. Milton and J.S. Fraser, in Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Vol.2, IAEA (1965) p.39.
- [29] J.S. Fraser *et al.*, Annu. Rev. Nucl. Sci. **16** (1966) 379.
- [30] E.E. Maslin and A.L. Rodgers, Phys. Rev. **164** (1967) 1520.
- [31] J.W. Boldeman, A.R. DE L. Musgrove and R.L. Walsch, Aust. J. Phys. **24** (1971) 821.
- [32] J. van Aarle, W. Westmeier, R.A. Esterlund and P. Patzelt, Nucl. Phys. **A578** (1994) 77.
- [33] C. Budtz-Jørgensen and H.-H.Knitter, Nucl. Phys. **A490** (1988) 307.
- [34] M.S. Samant, R.P. Anand, R.K. Choudhury, S.S. Kapoor, K. Kumar, D.M. Nadkarni and A. Saxena, Pramana J. Phys. **40** (1993) 299.
- [35] B.D. Wilkins, E.P. Steinberg and R.R. Chasman, Phys. Rev. C **14** (1976) 1832.
- [36] J. Terrell, in Proceedings of the International Atomic Energy Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, Vol. 1, IAEA (1965) p.3.
- [37] J.R. Huizenga and L.G. Moretto, Annu. Rev. Nucl. Sci. **22** (1973) 472.
- [38] A.S. Iljinov, M.V. Mebel, N.Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A.R. Reolon and P. Rossi, Nucl. Phys. **A543** (1992) 517.
- [39] H. van der Ploeg, J.C.S. Bacelar, A. Buda, C.R. Laurens, A. van der Wourde, J.J. Gaardhoje, Z. Zelany, G. van't Hof and N. Kalantar-Nayestanaki, Phys. Rev. C **52** (1995) 1915.

第 2 章 本研究に用いる核分裂モデルと表式

2.1 節 序言

本章では、まず第 1 に、本研究において核分裂片と即発中性子の同時測定の結果の解析に使用する核分裂モデルとその表式について整理するとともに、本研究でそれらをいかに使うかについて触れる。前章で述べたように、核分裂過程が、[A] 親核の性質で支配されるというモデルと、[B] 生成される 2 つの核分裂片の性質により支配されるというモデルがある。本研究で使用するのは、[A] として、Brosa、Grossmann、Müller (BGM) モデル^[1]、また[B]として Terrell の分離点モデル^[23]であり、それぞれを 2.2 節と 2.3 節で述べる。第 2 に、本研究の実験で得られた結果を用いることにより、核分裂片のレベル密度パラメータを求めるので、その経験式を 2.4 節で示し、本研究の扱い方について触れる。

2.2 節 BGM モデル

Brosa、Grossmann、Müller らは、Strutinski の方法を用いて親核の変形に対するポテンシャルエネルギーを計算し、そのポテンシャル上に形成される谷をその親核の変形経路とし^{[1][2]}、これを彼らはチャンネルと呼んだ。そして計算の結果、親核が持つチャンネルが複数存在することを示した。このような考え方をマルチチャンネル核分裂モデルと言い、これは BGM モデルの中核となる考え方である。彼らは、計算によって質量対称と非対称変形で障壁の高さが異なることを示した。これは、複合核を起点とするチャンネルが、まず第 1 に障壁の位置で分岐することを意味する。このとき、障壁が高く質量対称なチャンネルを Superlong と名付けた。このチャンネルへ分岐する確率は、障壁が高いために質量非対称なチャンネルに比べて低い。一方、質量非対称なチャンネル(Standard)は、さらに変形が進んだ場所で Standard 1 と Standard 2 に分岐する。Standard 1 と Standard 2 への分岐確率もポテンシャルの構造で決まると考える。この 2 つの非対称チャンネルは Th から Pu にかけての核種で計算された結果であるが、²⁵²Cf や ²³⁸Np では他のチャンネルの存在が推測されている^{[1][3]}。

Brosa らの考えによると、チャンネルに沿って親核の変形が進むが、ある限界形状に達するとそれを超えてさらに変形することはできず、その後親核は確率的な切断によって2つの初期核分裂片へと分裂する。これを確率切断モデル(random neck-rupture model) という^{[4]-[9]}。この過程の物理的な意味は次のとおりである。親核の変形がある程度進むと、それ以上の変形に対して親核は1つの集団を形成することはできない。すなわち親核の変形には、集団として振舞える限界がある。この過程は、液滴が伸びて2つに切断する場合と比較することができる。液滴が伸びると、その首の部分でレイリー不安定が起り、切断が生ずる。親核についても同様に、それぞれのチャンネルの出口、すなわち限界の伸びに達した場合は、もはや切断場所を決定することはできず、確率的に切断場所が決定されたと考える。親核のこの切断過程を、Grossmann らがモデル化した^{[4]-[11]}。

以上の BGM モデルによる考え方から、核分裂における分離点以降の現象、すなわち、① 核分裂片の質量数分布 $Y(m^*)$ 、② 核分裂片の全運動エネルギー分布 $\overline{TKE}(m^*)$ 、および ③ 核分裂片から放出される中性子の数 $\bar{\nu}(m^*)$ が説明できる。まず確率切断モデルで、それぞれのチャンネルに対応した①から③の分布が決定される。これらの分布は、限界形状および分裂した結果生まれる2つの初期核分裂片の幾何学的形状から計算される。よって、各チャンネルに相当するこれらの分布をそれぞれのチャンネルへ分岐する確率を重率として加え合わせた値が、実験を通じて得られる測定値を予測するはずである。すなわち BGM モデルは、マルチチャンネル核分裂モデルと確率切断モデルとの融合によって成立する。マルチチャンネル核分裂モデルと確率切断モデルによる式をそれぞれ2.2.1と2.2.2で述べる。次にこれらの融合の表式について2.2.3で述べる。

2.2.1 マルチチャンネル核分裂モデル

核分裂を起こす原子核すなわち親核は、その変形に応じたポテンシャルエネルギーを有する。そこで、このポテンシャルの構造を調べることにより、核分裂過程の第1段階としてのチャンネルを見出すことができる。Brosa らは、Lawrence 形状として定義される変形パラメータ^[12]上で、複数のチャンネルを見出した。

図 2-1に Lawrence 形状の定義を示す。ここには、5つのパラメータ l, r, z, c, s が含まれており、原子核の形状を ζ 軸まわりの回転体として表す。そして、座標 ζ に対するその回転体の半径 ρ を $\rho(\zeta)$ として表す。これを ζ について展開した形で表すと、

$$\rho^2(\zeta) = (l-z)^2 \sum_{n=0}^N a_n (\zeta-z)^n, \quad (2-1)$$

となる。ここで a_n は展開係数である。Lawrence 形状を満たすためには、以下の式が成り立たなければならない。

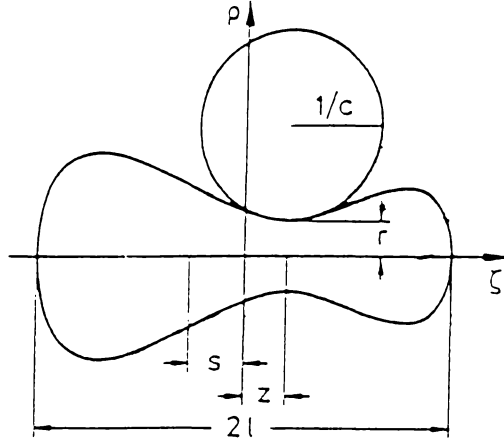


図 2-1 Lawrence 形状の定義 ^{[1][12]}

$$\rho^2(\zeta = z) = r^2, \quad (2-2)$$

$$\frac{d\rho^2(\zeta = z)}{d\zeta} = 0, \quad (2-3)$$

$$\frac{d^2\rho^2(\zeta = z)}{d\zeta^2} = \frac{2cr}{r_{cn}^2}, \quad (2-4)$$

$$\int_{-l}^l \zeta \pi \rho^2(\zeta) d\zeta = s \int_{-l}^l \pi \rho^2(\zeta) d\zeta, \quad (2-5)$$

$$\int_{-l}^l \pi \rho^2(\zeta) d\zeta = \frac{4}{3} \pi r_{cn}^2. \quad (2-6)$$

式(2-2)と(2-3)は図 2-1 から明らかである。式(2-4)は曲率の定義である。式(2-5)と(2-6)はそれぞれ重心 s の定義と体積の保存を表す。ただし、 r_{cn} は親核が球であるとした場合の半径である。式(2-2)-(2-6)を用いれば、式(2-1)の係数は $N=4$ までの和として表すことができる。しかし、ポテンシャルを l, r, z, c, s の 5 つのパラメータの変化について計算することは困難である。そこで c と s を適当に固定し l, r, z 空間上でポテンシャルを計算すると都合がよい。これによって、 $\rho^2(\zeta)$ は $N=2$ までの展開として表すことができ、その展開係数 a_0, a_1, a_2 はそれぞれ、

$$a_0 = \frac{r^2}{l^2 - z^2}, \quad (2-7)$$

$$a_1 = \frac{2a_0 z}{l^2 - z^2}, \quad (2-8)$$

$$a_2 = \frac{r_{cn}^3 - a_0 l^3 + a_1 l^3 z}{l^5 / 5 + l^3 z^2}, \quad (2-9)$$

となる。

Brosa らは、Strutinsky の方法^[13]で、変形パラメータ l, r, z に対してポテンシャルエネルギー E_{def} を計算した。この E_{def} は、液滴モデルによるエネルギー E_{ld} と殻効果によるエネルギー E_{shell} の重ねあわせとして以下のように表現できる。

$$E_{def} = E_{ld} + E_{shell} \quad (2-10)$$

彼らは、 E_{ld} として Myers-Swiatecki の液滴モデル^{[14][15]}を用いた。また、原子核内部のポテンシャルとして Woods-Saxon 型^[11]を仮定し、その中で1個の核子が運動しているものとしてエネルギー準位を計算し、この離散的な準位と、この準位を励起に対してなめらかに結んだ準位との差から E_{shell} を決定した。

その結果、ポテンシャル曲面上に複数の谷の構造が現れることを示した。これにより、親核がたどるチャンネルが複数存在すると解釈できる。1例として、 ^{252}Cf でのチャンネルを図 2-2 に示す^[11]。この図には、Superlong、Standard および Supershort チャンネルが、変形パラメータ l, r, z 上に示されている。これにより、第2核分裂障壁の近傍から Superlong チャンネルが分岐していることが分かる。このチャンネルの核分裂障壁の高さは、他の2つのチャンネルよりも高く、基底状態を基準にして 13 MeV の値を持つ。また、このモデルによる ^{258}Fm と ^{238}Np のチャンネルの概念図は、それぞれ文献[2]と[3]に見られる。図 2-3 には、Pu 核種の非対称核分裂チャンネルである Standard 1 と Standard 2 のチャンネルを示す^{[11][16]}。本研究では、 $^{239}\text{Pu}(n_{th}f)$ と $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ における核分裂片と中性子を測定することにより、Brosa らが計算で推測した親核 ^{240}Pu と ^{236}U が有する2つの非対称チャンネルの存在を調べる。

2.2.2 確率切断モデル

(1) 限界形状と分離点形状

原子核が各チャンネルに相当する変形経路をたどり、やがてそれ以上伸びることが不可能な限界形状 (pre-scission 形状) に達すると考える。Brosa らはレイリー不安定性の理論^[17]をもとにして、限界形状の条件を求めた^{[11][4][10][11]}。無限に長い半径 r の円筒型の液柱面上に、波長 $2l$ の正弦状の波が立っている状態を考える。このとき、液面の半径 $\rho(\zeta)$ は

$$\rho(\zeta) = r(\varepsilon) - \varepsilon \cos \frac{\pi \zeta}{l} \quad (2-11)$$

で表される。ただし、液柱の中心を通る軸を座標軸 ζ とした。ここで ε は時間 t に対して次のように変化する。

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \exp(t/\tau) \quad (2-12)$$

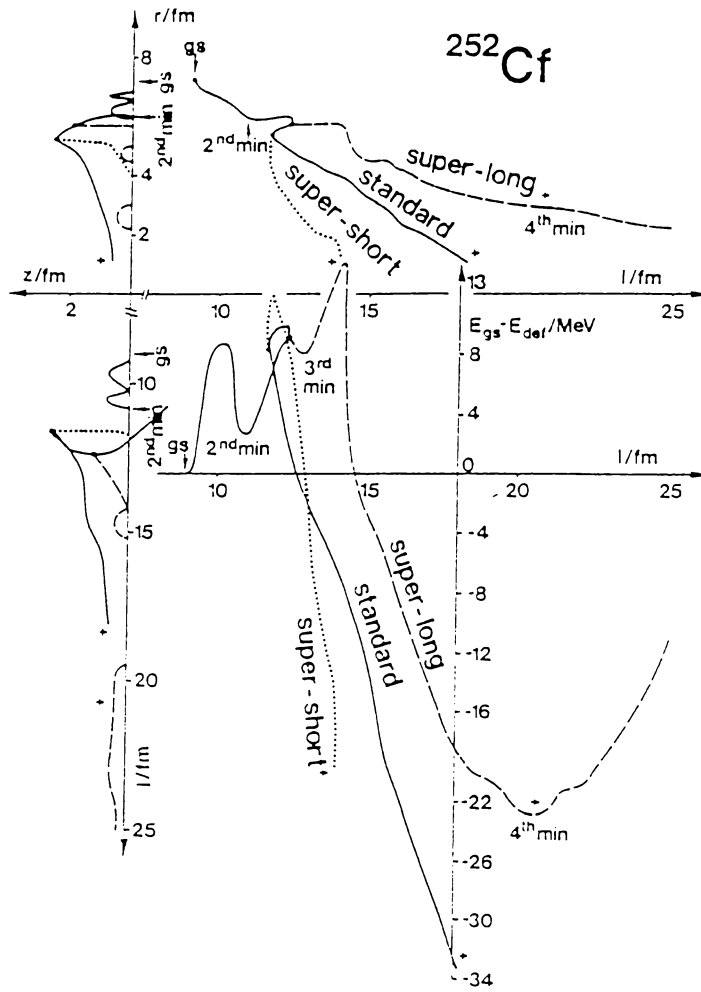


図 2-2 ^{252}Cf の変形に対するポテンシャルエネルギー上に現れたチャンネルと、このチャンネルに沿って描かれたポテンシャルエネルギー $E_{\text{def}}^{(1)}$ 。図で、 l, r , および z は、図 2-1 で定義された変形パラメータを表す。また、 E_{def} は ^{252}Cf の基底状態のエネルギー E_{gs} を基準にしている。

ここで ε_0 は定数である。 τ が正のとき、表面波の振幅が時間とともに拡大し、液柱は切断する。この不安定性を引き起こすのは表面張力であり、周期あたりのこのポテンシャルエネルギー $U(\varepsilon)$ は表面張力係数 γ_0 を用いて

$$U(\varepsilon) = 2\pi\gamma_0 \int_{-l}^l \rho \sqrt{1 + (d\rho/d\zeta)^2} d\zeta \approx 4\pi\gamma_0 r l + \frac{\varepsilon^2}{2} 2\pi\gamma_0 \frac{l}{r} \left[\left(\frac{2\pi r}{2l} \right)^2 - 1 \right]. \quad (2-13)$$

と表される。ここで定数 C を

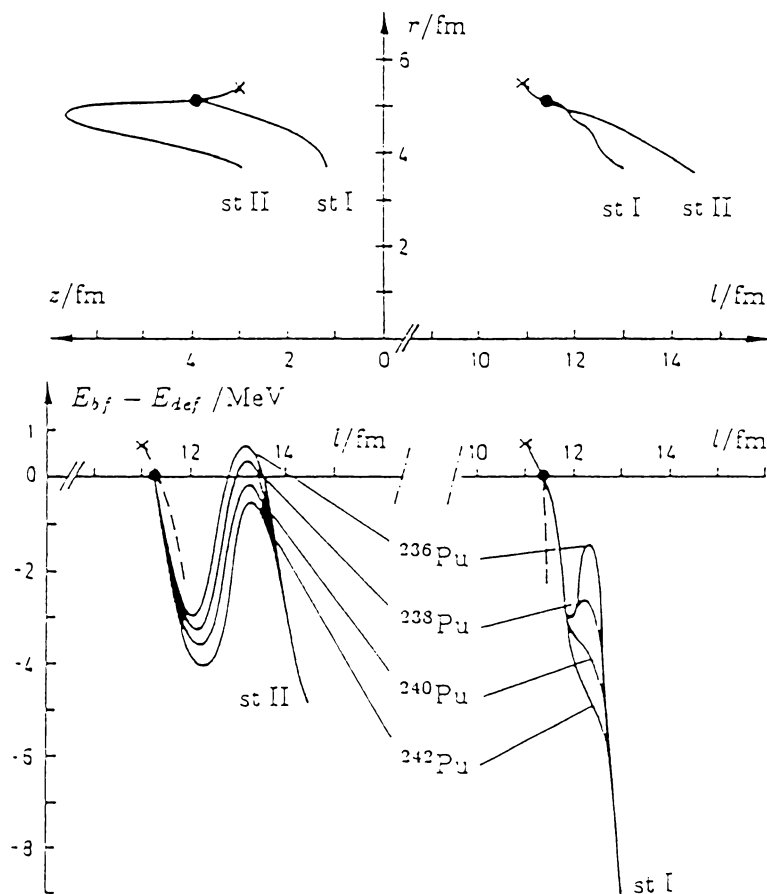


図 2-3 ^{236}Pu 、 ^{238}Pu 、 ^{240}Pu および ^{242}Pu における Standard I と Standard II のチャンネルと、チャンネルに沿ったポテンシャルエネルギー^[1]。

$$C = 2\pi\gamma_0 \frac{l}{r} \left[\left(\frac{2\pi r}{2l} \right)^2 - 1 \right] , \quad (2-14)$$

で定義する。よって、 ε の時間変化は

$$M \ddot{\varepsilon} = -C\varepsilon , \quad (2-15)$$

で表され、この解は式(2-12)となる。ここで M は内部パラメータである^[1]。この式の τ は

$$\tau = \sqrt{-M/C} , \quad (2-16)$$

となる。式(2-11)、(2-12)、(2-16) から、 C が負のとき、すなわち $2l < 2\pi r$ のとき液柱は不安定となる。よって安定限界の条件は、

$$2l = 2\pi r \quad , \quad (2-17)$$

となる。BGM モデルでは、この考え方を取り入れて限界形状に達した親核の長さや半径の関係を次のように決定している^{[1)][4)][10)][11]}。

$$2l = 11r \quad . \quad (2-18)$$

ただし、式(2-17)と(2-18)の違いは、レイリーの不安定性理論が無限に長い液柱を仮定しているのに対し、親核の大きさが有限であるためである。

確率切断モデルは、切断以降の現象、すなわち核分裂片の質量数分布、全運動エネルギー分布および中性子放出数分布が限界形状から求められると考える。BGM モデルでは、この限界形状として図 2-4に示す平坦形状 (flat neck representation) を採用している。平坦形状表現では、原子核全体を 3つの領域に分けて、

$$\rho(\zeta) = \begin{cases} \sqrt{r_1^2 - \zeta^2} & , \quad -r_1 < \zeta \leq \zeta_1 \quad , \\ r + a^2 c \left(\cosh \frac{\zeta - z}{a} - 1 \right) & , \quad \zeta_1 < \zeta \leq \zeta_2 \quad , \\ \sqrt{r_2^2 - (2l - r_1 - r_2 - \zeta)^2} & , \quad \zeta_2 < \zeta \leq 2l - r_1 \quad , \end{cases} \quad (2-19)$$

と表す。ただし、それぞれの領域の境界を ζ_1 および ζ_2 とした。式(2-19)で分かるように、この形を表現するには 9 個のパラメータを決定する必要がある。ただし、これらのパラメータは、以下の条件を満足しなければならない。

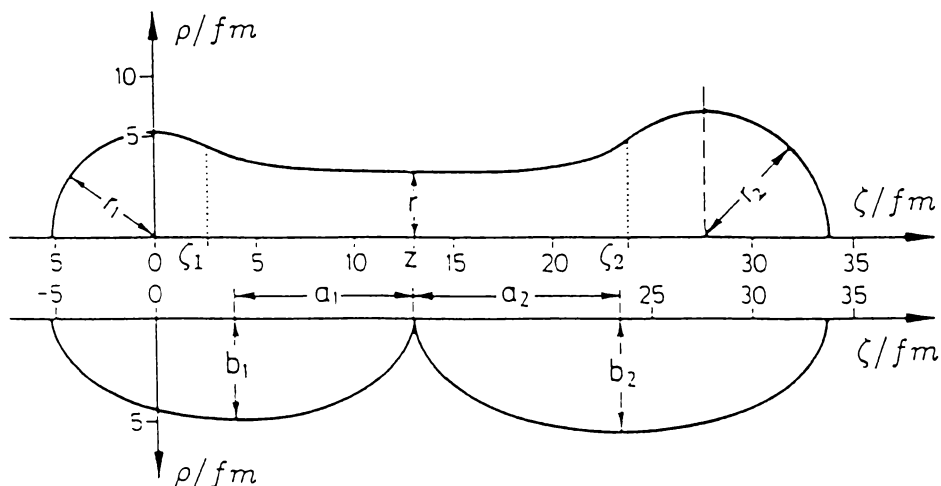


図 2-4 BGM モデルにおける限界形状と、分離点における 2つの核分裂片の定義^[4)]。

$$\lim_{\zeta \rightarrow -\zeta_1} \rho(\zeta) = \lim_{\zeta \rightarrow +\zeta_1} \rho(\zeta) \quad , \quad (2-20)$$

$$\lim_{\zeta \rightarrow -\zeta_2} \rho(\zeta) = \lim_{\zeta \rightarrow +\zeta_2} \rho(\zeta) \quad . \quad (2-21)$$

$$\lim_{\zeta \rightarrow -\zeta_1} \frac{d\rho(\zeta)}{d\zeta} = \lim_{\zeta \rightarrow +\zeta_1} \frac{d\rho(\zeta)}{d\zeta} \quad , \quad (2-22)$$

$$\lim_{\zeta \rightarrow -\zeta_2} \frac{d\rho(\zeta)}{d\zeta} = \lim_{\zeta \rightarrow +\zeta_2} \frac{d\rho(\zeta)}{d\zeta} \quad . \quad (2-23)$$

ここで、式(2-20)と(2-21)は、境界上で半径 ρ が一致することを表す。式(2-22)と(2-23)は、境界上で滑らかに接続する条件である。また、体積保存則から、

$$\int_{-\eta}^{2l-\eta} \pi \rho^2(\zeta) d\zeta = \frac{4}{3} \pi r_{cn}^3 \quad , \quad (2-24)$$

が成り立つ。ここで、 r_{cn} はこの核が球形であるときの半径である。さらに、曲率 c は、質量数分布がガウス分布になるように決定されなければならない。従って、平坦形状を決定する場合の束縛条件は、式(2-18)と式(2-20)～(2-24)、さらに曲率 c に対する条件を加えて 6 個である。よって自由度は 3 となる。

次に、切断直後について考える。限界形状における親核が、ある位置 ζ で切断すると強い表面張力で表面が滑らかになると考える。その結果、分離点における 2 つの核分裂片の形状を図 2-4 に示す回転楕円体で記述する。この状態にある核分裂片を初期核分裂片とする。その長軸と短軸の長さをそれぞれ a_1, a_2 および b_1, b_2 とすれば、これらは次式で計算される。

$$a_1 = \frac{1}{2}(r_1 + z_r) \quad , \quad a_2 = l - \frac{1}{2}(r_1 + z_r) \quad , \quad (2-25)$$

$$b_1^2 = \frac{3}{4a_1} \int_{-\eta}^{\eta} \rho^2 d\zeta \quad , \quad b_2^2 = \frac{3}{4a_2} \int_{\eta}^{2l-\eta} \rho^2 d\zeta \quad . \quad (2-26)$$

すなわち、確率切断モデルでは、

$$l = a_1 + a_2 \quad , \quad (2-27)$$

を仮定する。

本研究では、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{thf}})$ と $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ における親核の平坦形状を、Standard 1 と Standard 2 のそれぞれのチャンネルに対して決定する。すなわち図 2-4 に示した 9 個のパラメータを決定する。次の(2)節で示すように、平坦形状と質量数分布は 1 対 1 に対応している。そこで、実験で得られた質量数分布を 2 つのガウス分布に分割し、Standard 1 と Standard 2 に相当する質量数分布を得ればそれぞれの限界形状が得られる。

(2) 質量数分布

親核が限界形状の位置 $\zeta = z_r$ で切断する確率は、以下のように z_r における断面積で決まる。親核の切断に伴い新しい面が2つ生成されるので、切断には切断面の表面張力に相当するエネルギーが必要である。この切断エネルギー E_{cut} は切断位置 z_r に対して、

$$E_{cut} = 2\pi\gamma_0\rho^2(z_r) \quad , \quad (2-28)$$

で表される。ただし、 γ_0 は表面張力係数であり、次式で表される。

$$\gamma_0 = 1.02[1 - 1.79(A_c - 2Z_c)^2 / A_c^2] \quad . \quad (2-29)$$

ここで γ_0 の単位として MeV/fm^2 を用いる。限界形状が与えられた時、質量数分布は核温度 T_s を用いて以下の式で表される。

$$W(m^*) \propto \exp\{-2\pi\gamma_0\{\rho^2(z_r) - \rho^2(z)\}/T_s\} \quad , \quad (2-30)$$

$$Y(m^*) = W(m^*) + W(A_c - m^*) \quad . \quad (2-31)$$

ただし、 T_s [MeV] は、親核の励起エネルギー E_{ex}^c を用いた場合、その核のレベル密度パラメータの質量数依存性から次式で計算される。

$$T_s = \sqrt{8E_{ex}^c / A_c} \quad . \quad (2-32)$$

本研究の解析では、親核 ^{240}Pu と ^{236}U の励起エネルギー E_{ex}^c として、それぞれ 6.52 と 6.54 MeV^[18]を用いて計算した。

(3) 全運動エネルギー分布

全運動エネルギー TKE は、分離点における2つの初期核分裂片間のクーロンポテンシャルと核子間の引力から計算される。このクーロンポテンシャルは次式で計算される^{[11][4]}。

$$V_c = \frac{e_0^2 Z_1 Z_2}{l} S(x_1, x_2) \quad . \quad (2-33)$$

ここで、 Z_i ($i=1,2$) は陽子数、 $e_0^2=1.44 \text{ MeV/fm}$ は素電荷の自乗である。ただし、電荷等分配の考え方から質量数に比例した陽子数が核分裂片に与えられるとして陽子数を計算する。上式の $S(x_1, x_2)$ は、初期核分裂片が変形しているための補正を意味し、

$$S(x_1, x_2) = \frac{1}{4}[Q(x, y) + Q(-x, y) + Q(x, -y) + Q(-x, -y)] \quad , \quad (2-34)$$

で表す^{[19][20]}。ここで $Q(x, y)$ は次のように表される。

$$Q(x, y) = \frac{3}{40} \left\{ \frac{1 + 11x^2 + 11y^2}{x^2 y^2} + \left(\frac{1+x+y}{xy} \right)^3 + (1-3x-3y+12xy-4x^2-4y^2) \ln(1+x+y) \right\} \quad . \quad (2-35)$$

ここで、 x_i は離心率 ε_i ($i=1, 2$) を用いて次式で求める。

$$x_i = \frac{a_i \varepsilon_i}{l}, \quad \varepsilon_i = \sqrt{1 - \left(\frac{b_i}{a_i} \right)^2}, \quad (i=1, 2) \quad (2-36)$$

一方、核子間の引力によるポテンシャルが働き、運動エネルギーは弱められる。このポテンシャルは、

$$V_n = 4\pi\gamma_0 \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \phi(0) \quad (2-37)$$

で表される。ここで、 $R_i = b_i^2 / a_i$ である。また、 $\phi(0) = -1.7817 \text{ fm}$ とする^[21]。従って、核分裂片の全運動エネルギー \overline{TKE} は、

$$\overline{TKE} = V_c + V_n + TKE_s \quad (2-38)$$

と表される。上式の TKE_s は、核分裂片が分離点において持つ初期の運動エネルギーを表す。本研究では TKE_s を 0 とした。 TKE_s が無視できることは Brosa らによって示されている^[4]。

以上の式に変数として現れる l は、図 2-4 に示した限界形状を表す変数 l に等しい。よって、限界形状に対応した \overline{TKE} が決まる。本研究では、前節(1)と(2)に示した方法で計算した限界形状から Standard 1 と Standard 2 に相当する全運動エネルギーの分布 $\overline{TKE}_c(m^*)$ 、($c=1, 2$) を計算する。ここで $c=1, 2$ は、それぞれ Standard 1 と Standard 2 を表す。

(4) 中性子放出数分布

核分裂片から放出される即発中性子の数は、核分裂片の励起エネルギー $E_{ex}(m^*)$ にほぼ比例すると考えられる。BGM モデルでは、その励起エネルギーの源として 2 つを仮定し、次のように計算する。

$$E_{ex}(m^*) = E_{def} + E_{ex}^c m^* / A_c \quad (2-39)$$

この右辺第 1 項は、分離点における核分裂片の変形エネルギーからの寄与である。第 2 項は、初期核分裂片が複合核の励起エネルギー E_{ex}^c から受け継いだ内部励起エネルギーを表し、質量数に応じて配分される。²³⁹Pu(n_{thf}) による親核 ²⁴⁰Pu と、²³⁵U(n_{thf}) による親核 ²³⁶U の励起エネルギーは、それぞれ 6.52 と 6.54 MeV である^[18]。

一方、変形エネルギーは、次式で計算される^{[1][4]}。

$$E_{def} = 4\pi r_A^2 \gamma_0 \left[\frac{\sin^{-1} \varepsilon + \varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2}}{2\varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 + 2x \left\{ \frac{\sqrt[3]{1 - \varepsilon^2}}{2\varepsilon} \ln \left(\frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon} \right) - 1 \right\} \right] \quad (2-40)$$

ここで、 x は核分裂パラメータで、

$$x = \frac{3e_0^2 Z^2}{40\pi\gamma_0 r_A^2} \quad , \quad (2-41),$$

で定義される。このうち r_A は、核分裂片が球形のときの半径で、 $r_A = r_0 m^{*1/3}$ で計算する。ただし、 $r_0 = 1.15 \text{ fm}$ である^[4]。

励起エネルギー E_{ex} は中性子と γ 線により失われ、次のように表される。

$$E_{ex} = \sum_{k=1}^{v(m^*)} \{ B_n(m_k^*) + \eta(m_k^*) \} + E_\gamma(m^*) \quad . \quad (2-42)$$

右辺第1項と第2項は、それぞれ中性子によるものと γ 線によるものである。このうち、 B_n と η は、それぞれ中性子の結合エネルギーと中性子の運動エネルギーを表す。また、 v は中性子の放出数である。BGM モデルでは、励起エネルギーを MeV 単位で表した場合、式(2-42)は近似的に次のように表すことができる。

$$\bar{v}(m^*) = \frac{E_{ex}(m^*)}{8} \quad . \quad (2-43)$$

式(2-40)に離心率が現れていることから明らかなように、核分裂片の励起エネルギーの分布は限界形状の長さ $2l$ で決定する。本研究では、前節(1)と(2)に示した方法で計算した限界形状から、Standard 1 と Standard 2 に相当する中性子放出数の分布 $\bar{v}_c(m^*)$ 、($c=1,2$)を計算する。ここで $c=1$ と 2 は、それぞれ Standard 1 と Standard 2 を表す。

2.2.3 マルチチャンネル核分裂モデルと確率切断モデルの融合

BGM モデルでは各チャンネルに対応した限界形状が存在し、これに対応したチャンネルごとの質量数分布 $Y_c(m^*)$ 、全運動エネルギー分布 $\overline{TKE}_c(m^*)$ および中性子放出数分布 $\bar{v}_c(m^*)$ が決定するとしている。そして、実験で観測されるべき分離点以降の諸分布は、各チャンネルに対する分岐確率 p_c を重率としてそれぞれのチャンネルに対応した値を積算することにより求めることができる。すなわち、

$$Y(m^*) = \sum_c p_c Y_c(m^*) \quad , \quad (2-44)$$

$$\overline{TKE}(m^*) = \sum_c p_c Y_c(m^*) \overline{TKE}_c(m^*) / Y(m^*) \quad , \quad (2-45)$$

$$\bar{v}(m^*) = \sum_c p_c Y_c(m^*) \bar{v}_c(m^*) / Y(m^*) \quad . \quad (2-46)$$

ただし、

$$\sum_c p_c = 1 \quad . \quad (2-47)$$

本研究では、実験により $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ および $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ についての質量数分布 $Y(m^*)$ が得られる。この $Y(m^*)$ に式(2-44)を当てはめ、最小自乗法で $Y_c(m^*)$ と p_c を決定する。次に、 $Y_c(m^*)$ を再現するような限界形状を決定する。チャンネル c に対応したこの限界形状から $\overline{TKE}_c(m^*)$ と $\bar{v}_c(m^*)$ を求め、式(2-45)と(2-46)から $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ を得る。この計算値が実験値を再現すれば、BGM モデルの中心となる考え方、すなわち 2 つの質量非対称チャンネルの存在が示される。

2.3 節 分離点モデル

核分裂現象が、生成される核分裂片の性質により支配されるという考え方として Terrell の分離点モデルがあり、本研究ではこれを用いた解析も行う。このモデルは核分裂片の全運動エネルギー分布 $\overline{TKE}(m^*)$ と変形エネルギー分布 $\overline{E}_{\text{def}}(m^*)$ をその分離点での 2 つの初期核分裂片の幾何学的配置から決定するものである^{[23][24][25]}。この配置を図 2-5 に示す。ここで両核分裂片は長軸半径をそれぞれ D_1, D_2 とする 2 つの回転楕円形状に変形しているとする。また、両核分裂片は距離 d を隔てている。この状態におけるクーロンポテンシャル V_c は、

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2}{D_1 + D_2 + d} \quad , \quad (2-48)$$

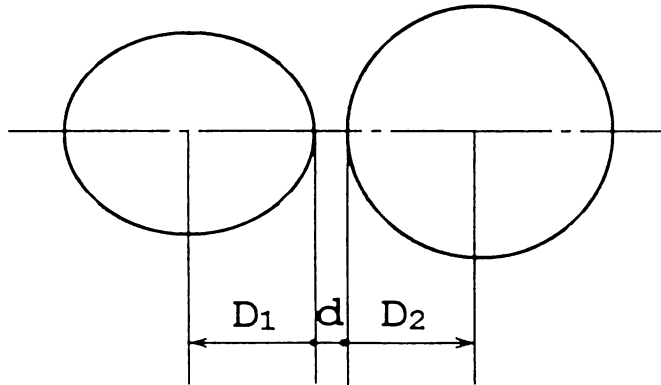


図 2-5 分離点における 2 つの核分裂片の配置。両核分裂片はいずれも回転楕円体をしており、それぞれの長軸の半径を D_1 および D_2 とする。また、両核分裂片は距離 d を隔てている。

で与えられる。 d としては 1.4 fm を用いる^[26]。また、核分裂片の変形エネルギー $E_{def,i}$ ($i=1,2$) は、

$$E_{def,i} = \alpha_i (D_i - R_i)^2 \quad , \quad (2-49)$$

である。ここで、 R_i は核が球形をしている場合の半径を表し、核分裂片の質量数 m^* から $R_i = 1.15 m^{*1/3}$ で計算する。また α_i は変形パラメータで、ステイフネス(stiffness) $C_{2,i}$ と以下の式で結ばれる。

$$C_{2,i} = \frac{5}{2\pi} \alpha_i R_i^2 \quad . \quad (2-50)$$

Kildir らは^[24]、Wong らの表^[27]を参照し、原子核の殻補正エネルギー δW ^[28]を用いることにより α_i が経験的に次式で表されることを示した。

$$\alpha_i = \alpha_{0,i} \frac{K - \delta W}{K + \delta W} \quad . \quad (2-51)$$

ここで、 $K = 0.5$ MeV である。 $\alpha_{0,i}$ は液滴モデルによる値で^[29]、MeV/fm² 単位で次のように表される。

$$\alpha_0 = 2.86 - 0.0630 Z_i^2 / m^* \quad . \quad (2-52)$$

分離点における系の全エネルギー F は、式(2-51)と(2-52)から

$$F = V_C + E_{def,1} + E_{def,2} \quad , \quad (2-53)$$

となる。分離点モデルでは、 F が極小値となるように変形 D_i を決定する。すなわち、

$$\frac{\partial F}{\partial D_1} = 0 \quad , \quad \frac{\partial F}{\partial D_2} = 0 \quad . \quad (2-54)$$

より、次式が成り立つ。

$$E_{def,i} = \frac{V_C^2}{4\alpha_i Z_1^2 Z_2^2} \quad , \quad (2-55)$$

$$\frac{E_{def,1}}{E_{def,2}} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \quad . \quad (2-56)$$

本研究では、分離点モデルを適用するにあたり、次の2つの仮定をおいた。まず第1に、核分裂片の全運動エネルギーは式(2-48)で表されるクーロンポテンシャルエネルギーに等しいとする。すなわち、

$$\overline{TK\bar{E}}(m^*) = V_C(m^*) \quad , \quad (2-57)$$

とする。また、それぞれの核分裂片が最終的に有する励起エネルギー \bar{E}_{ex} は、式(2-49)の変

形エネルギーに等しく、分離点での内部励起エネルギーは0であるとする。すなわち、

$$\overline{E}_{ex}(m^*) = E_{def}(m^*) \quad , \quad (2-58)$$

とする。ただし、 $\overline{E}_{ex}(m^*)$ は中性子の放出数 $\overline{\nu}$ と中性子エネルギー $\overline{\eta}$ および中性子の結合エネルギー \overline{B}_n から、

$$\overline{E}_{ex} = \overline{\nu}(\overline{\eta} + \overline{B}_n) + \overline{B}_n / 2 \quad . \quad (2-59)$$

で求める。ただし、 \overline{B}_n は Möller と Nix の表^[30]を用いて計算した。本研究では、 $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ における核分裂片と中性子の同時計測を行い、 $\overline{TKE}(m^*)$ と $\overline{E}_{ex}(m^*)$ を求める。これをもとに、式(2-51)に含まれる $\delta W(m^*)$ を決定する。この分布の形状を Myers-Swiiatecki の殻補正エネルギー^[28]と比較することで、この分離点モデルを検証する。同時に $\alpha(m^*)$ と $C_2(m^*)$ を求め、これらの分布と実験で得られる $\nu(m^*, TKE)$ を比較し、考察を加える。

2.4 節 レベル密度パラメータ

原子核のレベル密度パラメータは通常、(1)中性子や荷電粒子入射による捕獲共鳴、(2) (p, p') , (n, n') , (α, α') 等の非弾性散乱、(3) Ericson の方法により求められる^[31]。これらの実験により、ある特定の励起エネルギーに対する準位密度が決定される。この準位密度は励起エネルギーが増加するにつれて上昇するが、この励起エネルギー依存性を与えるパラメータがレベル密度パラメータ a である。

これらの準位密度のデータをもとに、質量数に対する a の変化を説明するモデルが提案された^{[32]-[37]}。 $a(A)$ は、全体として Fermi ガスモデルに従い、質量数とともに増加する。しかし、魔法数に相当する質量数の近傍において、この値は極小値を持つ傾向を示す。このことは、レベル密度パラメータが殻効果を受けていることを意味する。この考えにより、 $a(A)$ は原子核の殻補正エネルギー $\delta W(A)$ を用いることにより経験的に表現されるようになった^[35]。本研究では、以下に示す Iljinov らの経験式により、核分裂片のレベル密度パラメータについて考察を行う。

原子核のレベル密度は、

$$\rho(E_{ex}) = K_{rot} K_{vib} \rho_{int}(E_{ex}) \quad , \quad (2-60)$$

で表される^{[37][38]}。ここで K_{rot} と K_{vib} は、それぞれ回転と振動運動による内部準位 $\rho_{int}(E_{ex})$ の増加を表す。 ρ_{int} は、Fermi ガスモデルから次のように表される。

$$\rho_{int}(E_{ex}) = \frac{1}{12} \sqrt{\pi} a^{-1/4} (E_{ex} - \Delta)^{-5/4} \exp \left[2\sqrt{a(E_{ex} - \Delta)} \right] \quad . \quad (2-61)$$

Δ は、ペアリングエネルギーを表し、MeV 単位で次のように表される^[37]。

$$\Delta = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad , \quad (2-62)$$

ここで、 $\chi = 0, 1$ および 2 は奇-奇核、奇-偶核、偶-偶核を表し、 A は原子核の質量数を表す。レベル密度パラメータは、経験的に、 $\delta W(Z, N)$ を用いて次のように表すことができる^{[35][37]}。

$$a(E_{ex}; Z, N) = \tilde{a}(A) [1 + \delta W(Z, N) f(E_{ex} - \Delta) / (E_{ex} - \Delta)] \quad . \quad (2-63)$$

ここで、 $f(E_{ex})$ は励起による殻効果の消滅を表し、

$$f(E_{ex}) = 1 - \exp(-\gamma E_{ex}) \quad , \quad (2-64)$$

で表される。もし、 E_{ex} が無限に増加すれば a は次の値に収束する。

$$\tilde{a}(A) = \alpha A + \beta A^{2/3} \quad . \quad (2-65)$$

一方、回転による準位増加 K_{rot} は、

$$K_{rot} = 1 \quad , \quad (\text{球核の場合}) \quad (2-66)$$

$$K_{rot} = \theta_{\perp} T \quad , \quad (\text{変形核の場合}) \quad (2-67)$$

で表される。ここで、 $T = \sqrt{(E_{ex} - \Delta) / a}$ は核温度、 $\theta_{\perp} = \theta_{r.b.} f(\beta_2, \beta_4)$ は慣性モーメントの垂直成分であり、 $\theta_{r.b.} = 0.4MR^2$ は、質量 M と半径 R を持つ剛体の慣性モーメントである。また、 $f(\beta_2, \beta_4)$ は

$$f(\beta_2, \beta_4) = \left\{ 1 + \sqrt{\frac{5}{16}} \pi \beta_2 + \left(\frac{45}{28\pi} \right) \beta_2^2 + \left(\frac{15}{7\pi\sqrt{5}} \right) \beta_2 \beta_4 \right\} \quad , \quad (2-68)$$

であり^{[37][39]}、 β_2 と β_4 はそれぞれ 4 重極および 8 重極変形を表す。振動による準位増加 K_{vib} は、液滴モデルから^[37]

$$K_{vib} \approx \exp(0.0555 A^{2/3} T^{4/3}) \quad , \quad (2-69)$$

で与えられる。

Iljinov らは、中性子共鳴等のデータから $\rho(E_{ex})$ を決定し、次の 2 つの仮定のもとで式(2-62)から(2-65)で表されるレベル密度パラメータを与えた。すなわちこれらの仮定とは、原子核が集団運動している場合 ($K_{rot} \neq 1, K_{vib} \neq 1$) およびそうでない場合 ($K_{rot} = K_{vib} = 1$) を表す。彼らが得たパラメータを表 2-1 に示す。ここで、 δW として Myers-Swiatecki (MS) のデータ^[40] と Cameron (C) らのデータ^[41] を用いた場合についての値を示す。

Iljinov らは、MS の δW と C のそののうち、前者のほうが $a(A)$ をよく再現することを見出している^[37]。そこで本研究では、集団運動が存在しない場合とする場合について、それぞれ $(\alpha, \beta, \gamma) = (0.114, 0.098, 0.051)$ と $(\alpha, \beta, \gamma) = (0.090, -0.040, 0.070)$ を用いて、 a を計算する。そして、 a の計算値と $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ の熱中性子と核分裂片の同時計測のデータか

ら得られたレベル密度パラメータ $a(m^*)$ の値と比較することで、MS の殻補正エネルギーを用いた場合の $a(m^*)$ の再現性、および核分裂片の集団運動の存在について考察する。

表 2-1 レベル密度パラメータの経験式に含まれる定数^[37]

集団運動の有無	δW	α	β	γ
$K_{rot} = K_{vib} = 1$	MS	0.114	0.098	0.051
	C	0.072	0.257	0.059
$K_{rot} \neq 1, K_{vib} \neq 1$	MS	0.090	- 0.040	0.070
	C	0.052	0.113	0.086

参考文献

- [1] U. Brosa, S. Grossmann and A. Müller, Phys. Reports **197** (1990) 167.
- [2] U. Brosa, S. Grossmann and A. Müller, Z. Phys. **325** (1986) 241.
- [3] P. Siegler, F.-J. Hambsch, S. Oberstedt and J.P. Theobald, Nucl. Phys. **A594** (1995) 45.
- [4] U. Brosa, S. Grossmann, A. Müller and E. Becker, Nucl. Phys. **A502** (1989) 423c.
- [5] U. Brosa, Phys. Rev. C **32** (1985) 1438.
- [6] U. Brosa, S. Grossmann, J. Phys. G. **10** (1984) 933.
- [7] U. Brosa, Phys. Rev. C **38** (1988) 1944.
- [8] U. Brosa and S. Grossmann, Z. Phys. **A310** (1983) 177.
- [9] S. Grossmann and U. Brosa, Z. Phys. **A319** (1984) 319.
- [10] S. Grossmann and A. Müller, Z. Phys. **B57** (1984) 161.
- [11] S. Grossmann and H.J. Krappe, Phys. Rev. C **34** (1986) 914.
- [12] J.N.P. Lawrence, Phys. Rev. **139** (1965) B1227.
- [13] M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky and C.Y. Wong, Rev. Mod. Phys. **44** (1972) 320.
- [14] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **81** (1966) 1.
- [15] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Ark. Phys. **36** (1967) 343.
- [16] C. Wagemans and P. Schillebeeckx, Nucl. Phys. **A502** (1989) 287c.
- [17] L. Rayleigh, Proc. London Math. Soc. **10**, (1879) 4.
- [18] S. Bjørnholm and J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 725.
- [19] S. Cohen and W.J. Swiatecki, Annu. Phys. (NY) **19** (1962) 67.
- [20] Ph. Quentin, J. Physique **30** (1969) 497.
- [21] J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki and C.F. Tsang, Annu. Phys. (NY) **105** (1977) 427.

- [22] S. Bjornholm and J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 725.
- [23] J. Terrell, in Proceedings of IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, Vol. 1, IAEA, (1965) p. 3.
- [24] M. Kildir and N.K. Aras, Phys. Rev. C **25** (1982) 365.
- [25] A. Ruben, H. Marten and D. Seeliger, Z. Phys. **A338** (1991) 67.
- [26] B.D. Wilkins, E.P. Steinberg and R.R Chasman, Phys. Rev. C **14** (1976) 1832.
- [27] C.W. Wong, Nucl. Data Sect. A **4** (1968) 271.
- [28] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **81** (1966) 1.
- [29] N. Bohr, J.A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 426.
- [30] P. Möller and J.R. Nix, At. Data and Nucl. Data Tables **26** (1981) 165.
- [31] J.R. Huizenga and L.G. Moretto, Annu. Rev. Nucl. Sci. **22** (1973) 472.
- [32] A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. **43** (1965) 1446.
- [33] H. Baba, Nucl. Phys. **A159** (1970) 625.
- [34] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach and M. Uhl, Nucl. Phys. **A217** (1973) 269.
- [35] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin and A.S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. **21** (1975) 255.
- [36] M. Beckerman, Nucl. Phys. **A278** (1977) 333.
- [37] A.S Iljinov, M.V. Mebel, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A.R. Reolon and P. Rossi, Nucl. Phys. **A543** (1992) 517.
- [38] Bjørnholm, A. Bohr and B. Mottelson, in Proceedings of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vol. 1, IAEA (1974) p.367.
- [39] M. Hagelund and A.S. Jensen, Phys. Scr. **15** (1977) 225.
- [40] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Ark. Phys. **36** (1967) 343.
- [41] J.W. Turan, A.G.W. Cameron and E. Hilf, in Proceedings of the International Conference on the Properties of Nuclei, Leisin, 1970, Vol. 1 (1970) p.275.

第 3 章 2V2E 法による ^{239}Pu 熱中性子核分裂片の測定

3.1 節 序言

本章では、 ^{239}Pu の熱中性子核分裂反応 ($^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$) について、Brosa らのモデル (BGM モデル) を実験的に検証することを目的として、この反応における核分裂片の質量数分布と全運動エネルギー分布および中性子放出数分布を 2V2E 法により測定し、BGM モデルによる解析と比較した結果について述べる^[1]。BGM モデルによれば、この場合の親核である ^{240}Pu には、Standard 1 と Standard 2 と呼ぶ 2 つの質量非対称チャンネルが存在することが推測されているが^[2]、これら 2 つのチャンネルへの分岐確率を原子核のポテンシャル計算から決定することはできない。そこで、まず実験で得られた質量数分布を Standard 1 と Standard 2 の成分に分離することにより両チャンネルへの分岐確率を決定した。そしてこの分岐確率を用い、それぞれのチャンネルに相当する限界形状を求めた。次にこの分岐確率と限界形状を使って、核分裂片の全運動エネルギー分布と中性子放出数分布を BGM モデルで計算した。なお、もう 1 つ質量対称なチャンネル (Superlong) も計算上推測されているが、熱中性子核分裂の場合、その割合は極めて少なく、本研究の解析ではこれは無視した。なお、第 5 章では $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片と中性子の測定について述べるが、その実験値についても同様な考察を行う。

これまでの研究例を見ると、核分裂片の質量数分布と全運動エネルギー分布の測定から BGM モデルを検討することが多かったが^{[3]-[7]}、これらと同時に中性子放出数分布からそれを考察した例はなかった。そこで本研究では、中性子放出数分布も合わせて測定し、これを解析値と比較することで BGM モデルをより幅広く検証することに着目した。

2V2E 法は、2 つの核分裂片の速度 (V) とエネルギー (E) を同時に測定する方法である。核分裂片の速度は飛行時間法で測定される。通常、この場合のストップ検出器は、エネルギー検出器をかねてシリコン表面障壁型半導体検出器 (SSBD) が用いられる^{[8]-[11]} が、シリコン PIN ダイオードを並べて面積を大きくした例もある^[12]。一方パルス状加速器による核分裂片を対象とする場合には、加速器のトリガーを飛行時間法のスタート信号として使用できるが^[10]、原子炉などからの定常的な中性子ビームによる核分裂の場合には、

核分裂片のスタート検出器が別途必要となってくる。スタート検出器として、例えば、Andritsopoulos^[8]は金箔を核分裂片が通過する際に放出される電子(δ 線)を加速し、これをシンチレータで検出した。また、Patin ら^[9]は δ 線をマイクロチャンネルプレート(MCP)で増幅している。本研究では、神野ら^[11]と同じく、核分裂片が薄膜シンチレータを通過する際の光でスタートをとる、いわゆる薄膜シンチレーション検出器^[13](TFD)をスタート検出器として用いた。

2V2E 法の特徴は、① 間接的ではあるが核分裂片から放出される中性子の数が測定できること、② 中性子検出器が不要なため、測定システムが簡単であることである。この外、2つの核分裂片の運動エネルギーと片方の核分裂片の速度を測定する 1V2E 法がある^{[14]・[16]}。この方法はスタート検出器を必要としない利点があるものの、1回の同時計測で中性子放出数が求められるのは速度を測っている側の核分裂片のみである。この点、2V2E 法は同時に2つの核分裂片からの中性子放出数が求められるため、1V2E 法より精度よい値が得られる。なお、2V2E 法と 1V2E 法の特長を、第4章の表 4-1 に比較して示した。

$^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片から放出される中性子数は、これまで非常に古い2つの測定例があるのみである^{[17]・[18]}。しかも、質量数 140 u 以上で両者の値に違いが見られる。そこで、本研究で得られた値は、BGM モデルによる核分裂過程の検討に使用するが、それとともに中性子放出数のデータの信頼性の向上にも役立つものである。

3.2 節 2V2E 法による ^{239}Pu 熱中性子核分裂片の測定

3.2.1 2V2E 法の原理

核分裂を起こす親核の質量数を A_c 、中性子を放出する前の核分裂片の質量数を m_i^* ($i=1,2$) とする。これが即発中性子を放出することにより、核分裂片の質量数は m_i となる。以下、中性子放出前の物理量には * を付けて表す。親核が切断した直後から約 10^{-14} s の間に、中性子は核分裂片から放出されるので^[19]、中性子放出前の速度 V_i^* ($i=1,2$) を測定することは不可能である。しかし中性子は、核分裂片が十分加速した後に核分裂片重心系で等方的に放出されると仮定できるので、中性子を1個放出する場合、次式が成り立つ^[20]。

$$V_i = V_i^* \left(1 + \frac{m_i^* \eta}{3m_i^2 E_i^*} \right), \quad (i=1,2) \quad (3-1)$$

ここで、 η は核分裂片から放出される中性子のエネルギーである。上式のかっこ内の第2

項は、第1項の 0.02 % 以下であるから、実際の解析では無視できる。運動量と質量数の保存から、 m_i^* は次のように表される。

$$m_i^* = \frac{V_{3-i}^*}{V_1^* + V_2^*} A_c \quad , \quad (i=1, 2) \quad . \quad (3-2)$$

また、中性子放出前のエネルギーは、

$$E_i^* = \frac{m_i^*}{2} V_i^{*2} \quad , \quad (i=1, 2) \quad . \quad (3-3)$$

であり、この和から全運動エネルギー TKE は、

$$TKE = E_1^* + E_2^* = \frac{1}{2} A_c V_1^* V_2^* \quad , \quad (3-4)$$

として表される。中性子放出後の質量数は、核分裂片の運動エネルギーを測定することにより、次式で求められる。

$$m_i = 2 \frac{E_i}{V_i^2} \quad . \quad (i=1, 2) \quad . \quad (3-5)$$

核分裂片の運動エネルギー E_i を SSBD で測定する場合、波高欠損が起こるので、その値はパルス波高のチャンネル数 X_i を用いて、Schmitt の式^[21] から次のように与えられる。

$$E_i = (a_i + a'_i m_i) X_i + b_i + b'_i m_i \quad , \quad (i=1, 2) \quad . \quad (3-6)$$

ここで、 a, a', b および b' はエネルギー較正定数である。よって、中性子放出後の質量数は、式(3-5)と(3-6)から

$$m_i = \frac{a_i X_i + b_i}{V_i^2 / 2 - a'_i X_i - b'_i} \quad , \quad (3-7)$$

となる。最終的に、核分裂片からの中性子数は次式によって求められる。

$$\nu(m^*) = m^* - m \quad . \quad (3-8)$$

3.2.2 実験方法

(1) 実験配置

実験は京都大学原子炉実験所の京大研究炉 (Kyoto University Reactor, KUR) の B 4 実験孔に設置されている中性子導管設備で実施した。実験配置を図 3-1 に示す。原子炉からの低速中性子は実験室までスーパーミラー中性子導管^[22] で導かれ、 ^6LiF を用いた

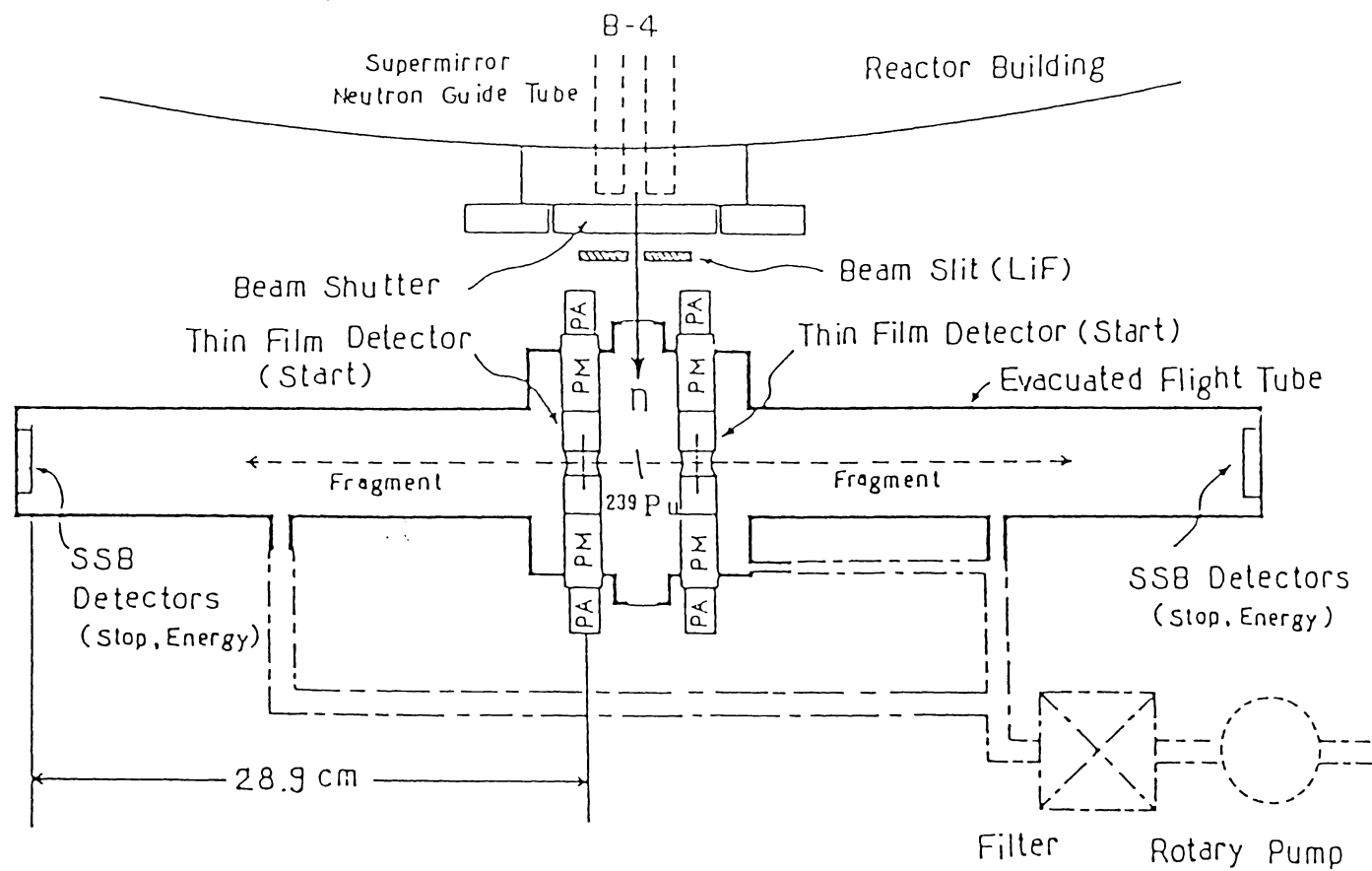


図3-1 中性子導管設備の出口に設置された2V2E法のための真空実験槽と核分裂片飛行管^[1]。

コリメータにより、幅 1 cm、高さ 7 cm に絞られる。導管出口付近での中性子束は、 $5 \times 10^7 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ である。この場所に真空実験槽を設置した。

この真空実験槽はステンレス鋼製であり、中心部分の外形は六角柱である。この両側に、アルミニウム製の核分裂片飛行管を 2 本接続した。六角形の中心真空槽の中央に ^{239}Pu ターゲットを取り付けた。中性子ビームはアルミニウムの窓を通過してこのターゲットを照射する。核分裂片飛行時間法のスタート信号を得るために、2 個の TFD をターゲットの両側に、ターゲットから 3 cm 離して設置した。その配置を図 3-2 に示す。各々の TFD は 2 本の光電子増倍管で挟まれており、核分裂片通過時の発光はそれらによって検知した。一方、核分裂片のエネルギー信号と飛行時間法のストップ信号を得るため、飛行管の両端に SSBD を固定した。本実験では、核分裂片の飛行距離を 28.9 cm とした。真空実験槽は油回転ポンプにより 10^{-4} Torr 程度に排気した。

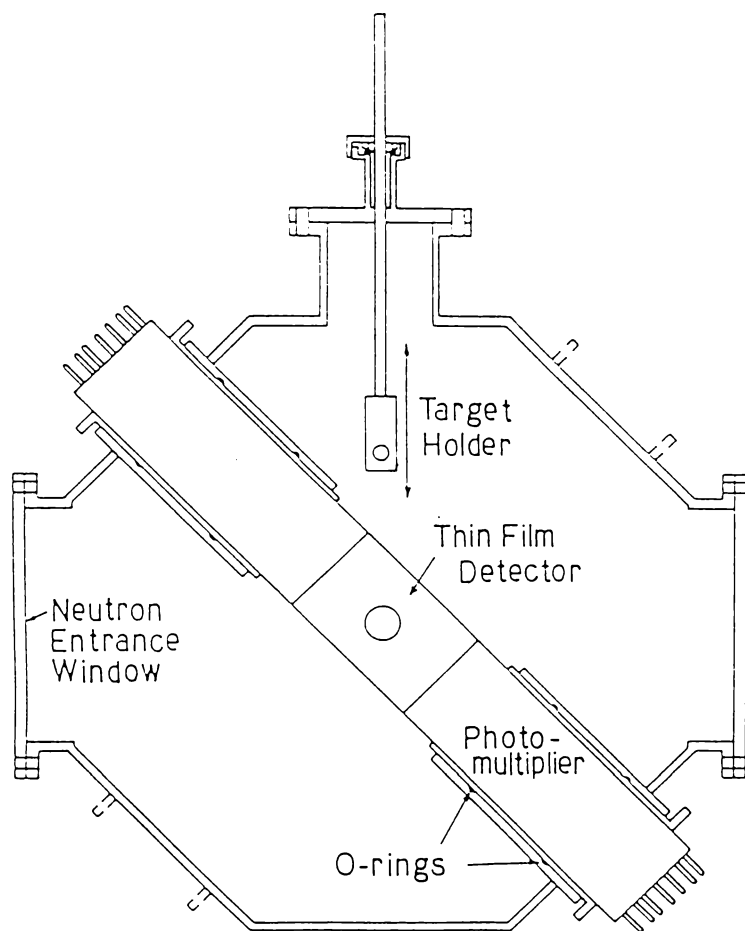


図 3-2 真空実験槽の断面図^[1]。

(2) ^{239}Pu ターゲット

^{239}Pu ターゲットは、硝酸プルトニウムを用いてラッカー法^[23]により製作した。 ^{239}Pu のアイソトープ純度は重量比で 92.0 % であり、残りの約 8 % は ^{240}Pu であった。

ラッカー法によるターゲット製作の手順は、まず 0.1 mg のジベンゾイルメタン (DBM: $\text{C}_6\text{H}_5\text{COCH}_2\text{COC}_6\text{H}_5$) と 2.0 ml のアセトンの混合溶液に、2.0 mg の $^{239}\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$ を溶かした。できた Pu-DBM 沈殿物を乾燥させた後、これを 0.8 ml のエチルアセテートに溶かし、これに 3.7 mg のニトロセルロースを加えた。この溶液を 10 μl 取り出して蒸留水上に滴下し、水面上に広がった膜を、直径 8 mm の孔を設けたアルミニウムの支持枠ですくい取り、これをターゲットとした。

製作した ^{239}Pu ターゲットの厚さは、実際の 2V2E 法による核分裂片実験において、核分裂片の計数率の測定値を用いて評価した。この計数率と、ターゲット位置での中性子束 $5 \times 10^7 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ 、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ の断面積 741 barn^[24]、ターゲットから見た SSBD の立体角 10.8 msr、そしてターゲットの面積 0.50 cm^2 を用いて導出した結果、ターゲットの厚さは ^{239}Pu で 5 $\mu\text{g/cm}^2$ を得た。

(3) 核分裂片検出器

スタート信号用の TFD は、図 3-3 に示すように、薄いプラスチックシンチレータフィルム (NE102) とこれをはさむ直径 10 mm の孔のあいたの亚克力製のライトガイド 2 個から成る。この TFD は、Muga の方法^[13]により、以下のようにして製作した。まず 6.0 g の NE102 粉末を 50 ml のエチルアセテートと 4 ml のアミルアセテートの混合溶液に溶かした。この溶液少量を蒸留水上に滴下し、水面上に広がったところを光学グリースを塗布した上記のライトガイドの一方によりすくい取った。これをもう一方のライトガイド

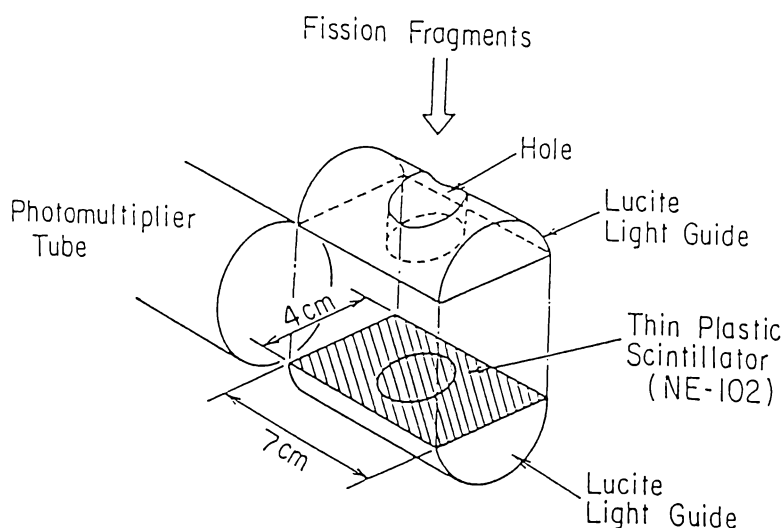


図 3-3 核分裂片のスタート時間を検出する TFD の形状。

で密着させてはさみ、TFD を完成した。このライトガイドの両側に光電子増倍管 (HAMAMATSU: R580) を取り付け、そのアノード信号をタイミング信号とした。このTFDの軽核分裂片に対する検出効率ほぼ100パーセントに近い^{[11][25][26]}。なお、使用したプラスチックシンチレータフィルムの厚さは、ここを通過した²⁵²Cfからの α 線のエネルギー損失から求めた。その結果、シンチレータフィルムの厚さはTFD1とTFD2でそれぞれ24.1 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ と36.7 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ であった。

核分裂片検出用のSSBDとして、ORTEC社製重荷電粒子検出用 (F-series) のものを用いた。実際に用いたSSBDは抵抗率600 Ωcm 、有感面積900 mm^2 のものであり、これにバイアス電圧110 Vを印加して使用した。実験ではこれからSSBDの漏れ電流の増加に注意し、印加電圧の変化が ± 1.0 V以内となるように調整した。核分裂片の幾何学的な検出効率は、SSBDの張る立体角とその面積で決まり、この場合約 1.7×10^{-3} であった。

(4) 測定回路

測定回路を図3-4に示す。核分裂片のスタート信号とストップ信号を、タイミング増幅器 (TA) とコンスタントフラクション弁別器 (CFD) を通じて時間差波高変換器 (TAC) に入力し、核分裂片の飛行時間に比例するパルス波高を得た。SSBDからの信号を主増幅器(LA)で増幅および波形整形し、核分裂片の運動エネルギーに比例するパルス波高を得た。2つの核分裂片のエネルギーと飛行時間の合計4つのパルスをアナログデジタル変換器(ADC)に入力し、パルス波高に比例するチャンネル数を得た。ADCのチャンネル数を4096とした。バックグラウンドとチャンスコインシデンスを取り除くために、2つのSSBDからの信号の同時計数を確認し、この信号をADCにゲート信号として送った。同時計測された場合、コンピュータに4つの信号をリストモードで記録した。蓄積されたデータを、オフラインで解析した。

3.2.3 データ解析の方法

(1) エネルギーと飛行時間の較正

SSBDのパルス波高から核分裂片のエネルギーを決定するための較正には、式(3-6)を用いた。この式の係数 a, a', b および b' は、パルス波高スペクトルに現れる重軽核分裂片のピークに相当するチャンネル P_H と P_L から、次式を用いて求めた。

$$a = \frac{c_1}{P_L - P_H} \quad , \quad (3-9)$$

$$a' = \frac{c_2}{P_L - P_H} \quad . \quad (3-10)$$

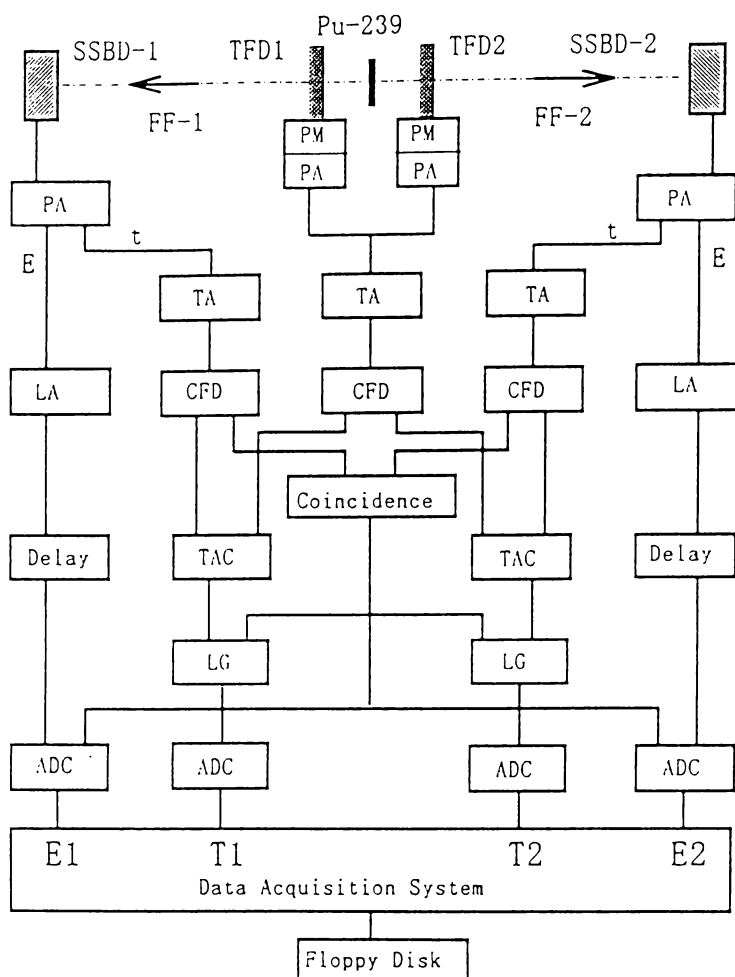


図 3-4 2V2E 法の測定回路図。ただし図の記号はそれぞれ、PM (光電子増倍管 Photomultiplier)、PA (前置増幅器 : Preamplifier)、TA (タイミング増幅器 : Timing amplifier)、LA (主増幅 : Linear amplifier)、TAC (時間差波高変 : Time-to-amplitude converter)、CFD (コンスタントフラクション弁別器 : Constant fraction discriminator)、Delay (遅延回路 : Delay amplifier)、LG (ゲート回路 : Linear Gate)、ADC (アナログ-デジタル変換器 : Analog-to-digital converter) を表す。

$$b = d_1 - a \cdot P_L \quad , \quad (3-11)$$

$$b' = d_2 - a' \cdot P_L \quad . \quad (3-12)$$

ここで、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ についての c_1, c_2, d_1 および d_2 は Neiler らによって決定されており^[27]、それぞれ、27.6654, 0.04106, 89.0064, および 0.1362 である。

飛行時間 t_i ($i = 1, 2$) と時間チャンネル T_i とは、

$$t_i = u_i T_i + w_i \quad , \quad (3-13)$$

で関係づけられる。ここで、 u_i と w_i はそれぞれ較正直線の傾きと切片を表す。 u_i はタイムキャリブレーション(ORTEC社製のModel-462)を用いて求めた。また、 w_i は実験で得られる飛行時間スペクトルの軽核分裂片のピーク位置から次のように求めた。すなわち $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の軽核分裂片の平均の速度は Milton と Fraser により求められており、その値は 1.398 ± 0.01 cm/ns である^[28]。ここで飛行距離が 28.9 cm であることを考えると、軽核分裂片の平均飛行時間は 20.67 ns となる。この値と T_i から w_i を決定した。

(2) プラズマ遅れの補正

SSBD には、一般にプラズマ遅れ現象があり、飛行時間測定用に用いると誤差を生じることがある。プラズマ遅れは、荷電粒子が SSBD に入射してから信号として現れるまでの時間遅れ Δt_p を意味する。Neidel ら^[29] や Bohne ら^[30] は、 Δt_p の入射粒子の質量依存性を調べている。しかし、Brinkmann ら^[31] は、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ の質量数分布の測定において、これらの経験式は正しくないことを指摘している。本研究では、新しい方法として次のように補正を試みた。まず、 Δt_p は核分裂片質量数にのみに依存すると仮定し、 $\Delta t_p(m)$ として表す。式(3-13)で求められる時間を \tilde{t} とし、プラズマ遅れの補正を行った後の時間を \hat{t} とすれば、次の式が成り立つ。

$$\hat{t} = \tilde{t} - \Delta t_p(m) \quad . \quad (3-14)$$

プラズマ遅れを補正しない場合、中性子放出後の質量数は

$$\tilde{m} = \frac{aX + b}{(L/\tilde{t})^2 / 2 - a'X - b'} \quad , \quad (3-15)$$

で計算される。ところがプラズマ遅れを補正した場合、中性子放出後の質量数 \hat{m} は質量数保存則と次式を用いて計算される。

$$\{\hat{m}_1 + \nu(m_1^*)\} E_1^* = \{\hat{m}_2 + \nu(m_2^*)\} E_2^* \quad . \quad (3-16)$$

式(3-15)を用いて計算される \tilde{m} は、プラズマ遅れを含んだ飛行時間から計算されているので正しくない。ここで、 $E_i^* = E_i$ 、($i = 1, 2$) と近似でき、また \hat{m} が正しい質量数を与えるとする。よって、 $\Delta t_p(m)$ は \tilde{m} が \hat{m} に一致する時の値として決定した。ただし、式(3-16)の $\nu(m^*)$ として、文献[17]を参照した。

(3) 核分裂片のエネルギー損失の補正

核分裂片が TFD 内を通過する際に失われるエネルギー損失は、次の Bethe の式^[32]により評価し、これを補正した。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z_{eff}^2 e^4 N}{m_e V^2} \left(\frac{Z}{A} \right)_T \left\{ \ln \frac{2m_e V^2}{I_T (1-\beta^2)} - \beta^2 \right\} . \quad (3-17)$$

ただし、この単位は $[\text{erg cm}^2/\mu\text{g}]$ である。上式で、 e と m_e はそれぞれ電子の電荷と質量である。また、 V は核分裂片の速度、 A と Z はそれぞれ TFD の実効的な原子番号と質量数、 N はアボガドロ数である。さらに、 $\beta = V/c$ は核分裂片と光の速度の比である。 z_{eff} は電荷 z の核分裂片の有効電荷を表し、

$$z_{eff} = z \left[1 - \exp(-125\beta / Z^{2/3}) \right] . \quad (3-18)$$

で表される^[33]。式(3-17)において $(Z/A)_T$ および I_T は、それぞれ TFD 中の成分元素 T の原子番号と質量数の比およびイオン化ポテンシャルである。シンチレータ NE102 は炭素と水素の成分比 $H/C = 1.104$ で構成しているので、解析では C と H に対するエネルギー損失を求め、これに成分比を考慮して核分裂片のエネルギー損失を評価した。なお、炭素と水素の I_T はそれぞれ 76.4 eV と 15.60 eV とした^[32]。使用した TFD 内での核分裂片の典型的なエネルギー損失は 2~4 MeV である。なお ^{239}Pu ターゲットの厚さは $5 \mu\text{g}^{239}\text{Pu}/\text{cm}^2$ 程度と薄いことから、ここにおける核分裂片のエネルギー損失は無視した。

(4) 誤差の評価

測定される核分裂片の速度とエネルギーの誤差は、核分裂片の質量数、全運動エネルギーおよび中性子放出数の誤差に伝播する。測定値の誤差の原因として、① SSBD のエネルギー分解能、② 速度を求める際の時間分解能、③ 統計誤差、などが考えられる。

①のエネルギー分解能による誤差は、0.5 %と見積もった。これには2つの要因があり、第1はノイズによるもので、これは典型的なパルス波高 6 V に対してノイズレベルが 20 mV であることから評価した。第2は回路系の誤差であり、これを 0.4 % と見積もった。

②の誤差として次の3つのものが含まれる。(a) 核分裂片が TFD 内で失うエネルギーのばらつきがあり、これが飛行時間法の分解能 δt_{TFD} となる、(b) システムの時間分解能 δt_{sys} 、および (c) プラズマ遅れ補正の不確定さ δt_p 、である。文献 [11] によれば、(a)の δt_{TFD} は無視できるとしており、また同じく ^{252}Cf からの α 線測定から δt_{sys} は 0.13 ns としている。 δt_p の正確な評価は難しいが、これらの分解能をすべて考慮して、全体として 0.5 ns と見積もった。

3.3 節 実験結果

(1) 飛行時間分布とエネルギースペクトル

図 3-5 の (a) と (b) にそれぞれ核分裂片の飛行時間分布とエネルギースペクトルを示す。飛行時間において、低いチャンネル数に位置する鋭いピークが軽核分裂片に対応し、その平均飛行時間は 20.8 ns である。一方、エネルギースペクトルで、チャンネル数の高い所にあるピークも軽核分裂片に対応し、その平均エネルギーは約 103MeV に相当する。

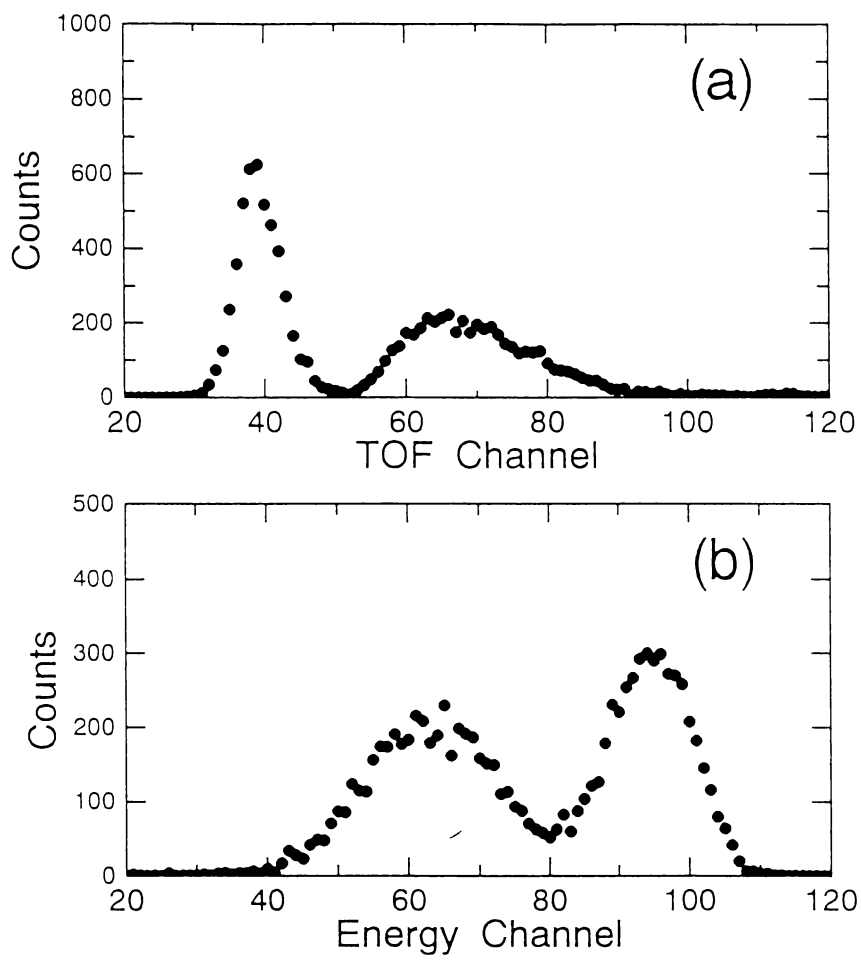


図 3-5 (a) 核分裂片の飛行時間分布、および (b)SSBD による核分裂片のパルス波高分布

(2) 核分裂片の主要データの平均値

実験の結果得られた $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片について、主要データの平均値を表 3-1 にまとめた。ここには、① 軽核分裂片の質量数の平均値 $\langle m_L^* \rangle$ 、② 重軽核分裂片の運動エネルギーの平均値 $\langle E_H^* \rangle$ と $\langle E_L^* \rangle$ 、③ 重軽核分裂片の速度の平均値、 $\langle V_H^* \rangle$ と $\langle V_L^* \rangle$ 、④ 全運動エネルギーの平均値 $\langle TKE \rangle$ とその分散値 σ_{TKE} 、⑤ 核分裂あたりの平均中性子数 $\langle \nu^{\text{tot}} \rangle$ を示してある。また、この表には、Wagemans ら ^[34]、Milton ら ^[28]、Neiler ら ^[27] Apalin ら ^[17]、Fraser ら ^[18] が求めた値も示し、本研究の結果と比較してある。全

体的にみて、本実験の結果は従来の値とほぼ一致しているが、 $\langle v^{tot} \rangle$ の値は誤差の範囲を超えて大きい。これについてはなお検討するが、ここでの主な目的はこの絶対値よりも、以下の物理量により BGM モデルを検討することなのであまり問題にならない。

表 3-1 $^{239}\text{Pu}(n_{th}f)$ の核分裂片の主要データの平均値

データ量	本研究	Wagemans [34]	Milton [28]	Neiler [27]	Apalin [17]	Fraser [18]
$\langle m_L^* \rangle$ [u]	100.9 \pm 0.7	100.30 \pm 0.01	100.23 \pm 0.15	100.34		
$\langle E_L^* \rangle$ [MeV]	101.5 \pm 1.0	103.29 \pm 0.01	101.5 \pm 1.0	103.2 \pm 1.0		
$\langle E_H^* \rangle$ [MeV]	75.4 \pm 0.7	74.36 \pm 0.01	72.9 \pm 0.7	104.5 \pm 0.8		
$\langle V_L^* \rangle$ [cm/ns]	1.41 \pm 0.01		1.398 \pm 0.01			
$\langle V_H^* \rangle$ [cm/ns]	1.02 \pm 0.01		1.005 \pm 0.007			
$\langle TKE \rangle$ [MeV]	178.9 \pm 1.2	177.65 \pm 0.01	174.41 \pm 1.7	177.7 \pm 1.8		
$\langle \sigma_{TKE} \rangle$ [MeV]	12.8	12.14	12.2			
$\langle v^{tot} \rangle$	3.2 \pm 1.3				2.965	2.915

(3) 質量数分布

実験の結果、得られた $^{239}\text{Pu}(n_{th}f)$ の核分裂片質量数分布を図 3-6 に示す。ただし、全部を積算すると 200 % となるように規格化した。誤差として統計誤差のみを示してある。また、Neiler らの実験値^[27] を実線で示した。本研究で得られた値は、対称核分裂領域 ($115 \text{ u} < m^* < 125 \text{ u}$) を除いて、Neiler らの結果によく一致した。また、ピーク近傍に 2 つの微細構造が観測されているが、この構造も Neiler らのデータに見られる。なお、次節に示すように、ここで得られた質量数分布から Stanedard 1 と Standard 2 の 2 つのチャンネルへの分岐確率を求めることができる。

(4) 運動エネルギー分布

核分裂片の質量数に依存した平均の運動エネルギー $\bar{E}(m^*)$ と全運動エネルギーの平均値 $\overline{TKE}(m^*)$ を図 3-7 に示す。図中に示した縦の棒は誤差でなく、平均値まわりのエネルギー分布の半値幅を表す。比較のため、Wagemans らのデータ^[34] を破線で示す。 $\bar{E}(m^*)$ の特徴は、軽核分裂片領域では約 103 MeV と一定であるのに対し、重核分裂片領域では質量数とともに直線的に減少することである。一方、 $\overline{TKE}(m^*)$ は、132 u 近傍を極大値とする分布を持っている。この質量数は、陽子数と中性子数がそれぞれ 50 と 82 の 2 重魔法数に相当する。本実験の $\bar{E}(m^*)$ と $\overline{TKE}(m^*)$ の値は、 $115 \text{ u} < m^* < 125 \text{ u}$ の対称核分裂領域を除いて、いずれも Wagemans らの値とよく一致している。

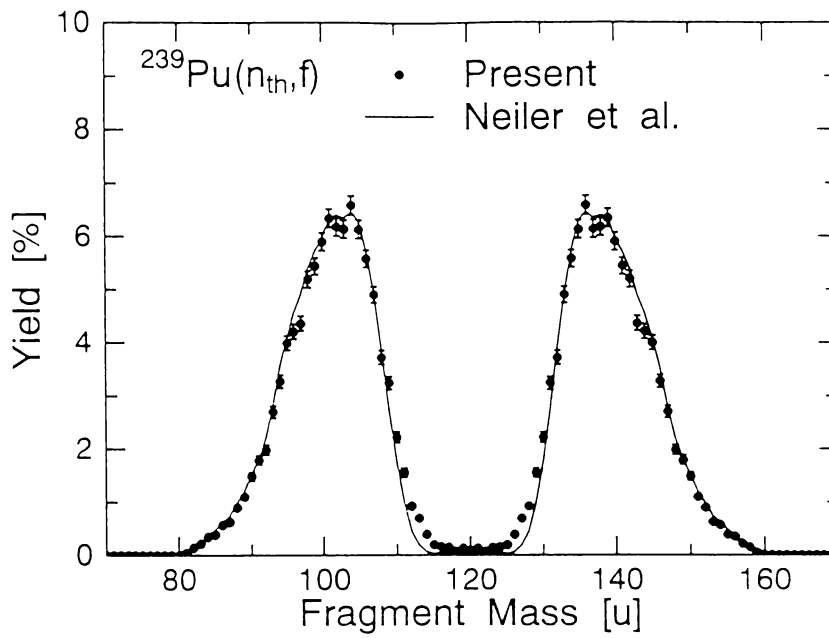


図 3-6 核分裂片の質量数分布。ただし、誤差には統計誤差のみを含む。実線は Neiler ら ^[27] による実験値。

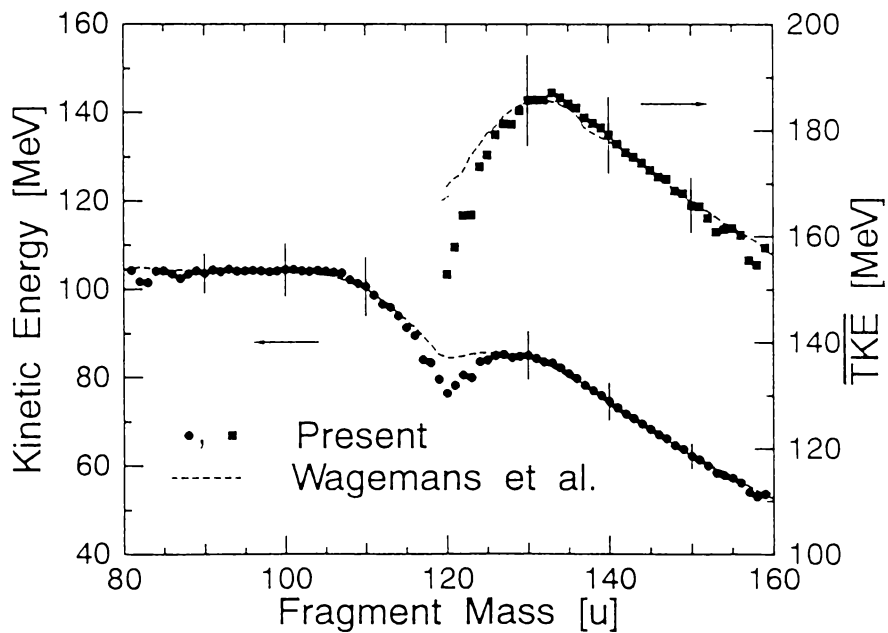


図 3-7 核分裂片が持つ平均の運動エネルギー $\bar{E}(m^*)$: ● と平均の全運動エネルギー $\overline{TKE}(m^*)$: ■ 。 縦棒は運動エネルギーの分布の半値幅を表す。破線は Wagemans ら ^[34] による実験値。

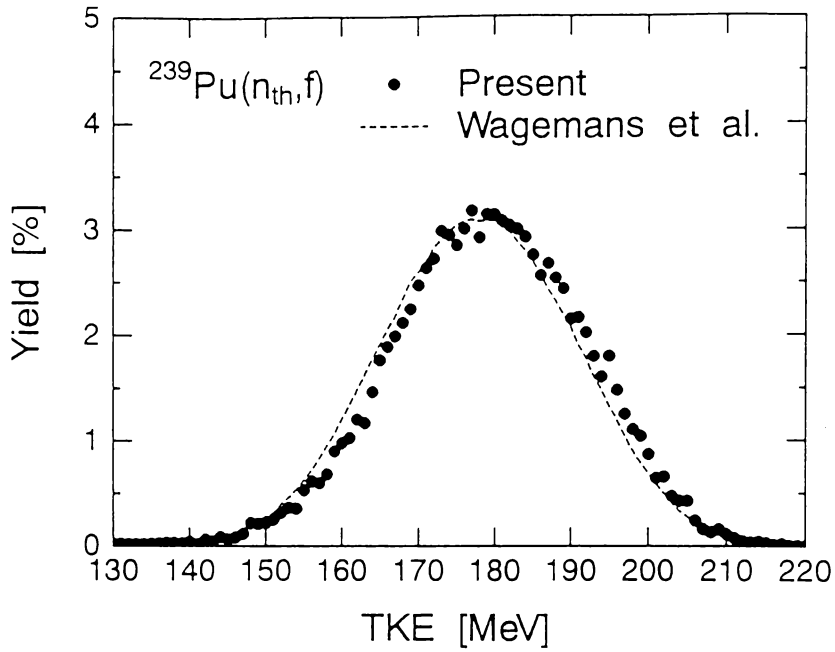


図 3-8 核分裂片が持つ全運動エネルギーの確率分布 $Y(TKE)$ 。破線は Wagemans ら ^[34] による実験値。

図 3-8 に、全運動エネルギーの確率分布 $Y(TKE)$ を、Wagemans らのデータとともに示す。ここで、全生成確率が 100% となるように規格化した。実験値と Wagemans らの分布を比較すると、ピークの位置はいずれも 179 MeV と同じであるが、本実験の値は Wagemans らのものに比べて、高エネルギー側で膨らみ、低エネルギー側でへこんでいる。このように、 $Y(TKE)$ がピーク位置を中心として左右対称な分布にならないのは、これに Standard 1 と Standard 2 の 2 つのチャンネルの成分が含まれているためと考えられる。Schillebeeckx ら ^[5] は、 ^{238}Pu 、 ^{240}Pu および ^{241}Pu の自発核分裂において、 $Y(TKE)$ の同様の分布をこの 2 つのチャンネルから説明している。

個々の核分裂片が持つ運動エネルギーの確率分布 $P_{m^*}(E)$ を図 3-9 に示す。黒丸が軽核分裂片を表し、図中の数字はその核分裂片の質量数を表す。白丸は、これに対応する重核分裂片についての分布を表す。ただし、ここで全確率が 100% になるように規格化してある。図の最上段にある $(m_L^*, m_H^*) = (90, 150)$ のように、質量非対称性の大きな分割の場合、重核分裂片の方が分散値が小さい。しかし、図の最下段にあるように対称核分裂に近付くにつれて、重軽核分裂片ともに分散値が大きくなる傾向を示すことが分かった。この変化を詳しく見たのが図 3-10 である。これは、それぞれの核分裂片における $P_{m^*}(E)$ の標準偏差 σ_E を示している。この図の特徴として、① $m_L^* > 100$ と $m_H^* < 130$ で σ_E の増加が急激であること、② 軽核分裂片領域の $m_L^* = 95$ u 近傍で σ_E に極小値が見られることであ

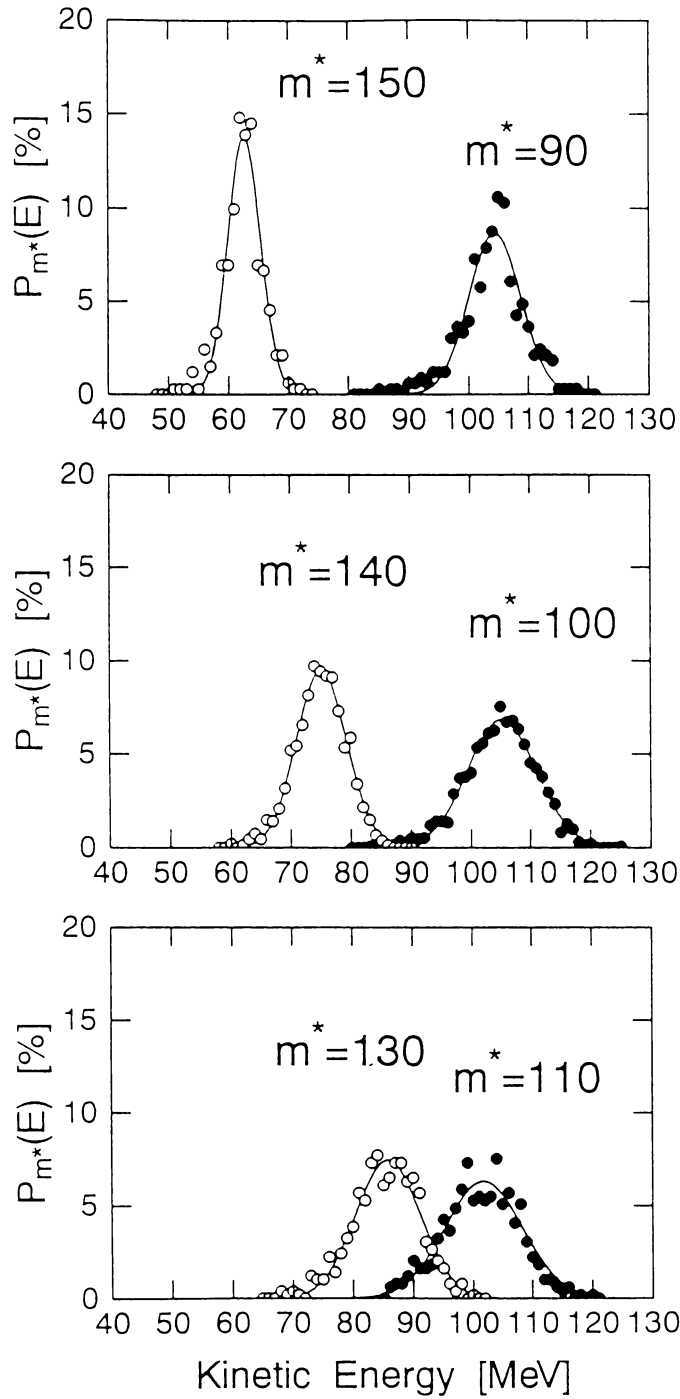


図 3-9 特定の質量数の核分裂片が持つ運動エネルギーの分布、 $P_{m^*}(E)$ 。ただし、 $P_{m^*}(E)$ は全体として 100 % になるように規格化した。●と○は、それぞれ軽および重核分裂片を表し、数字は質量数を表す。実線は実験値をガウス分布でフィットしたものである。

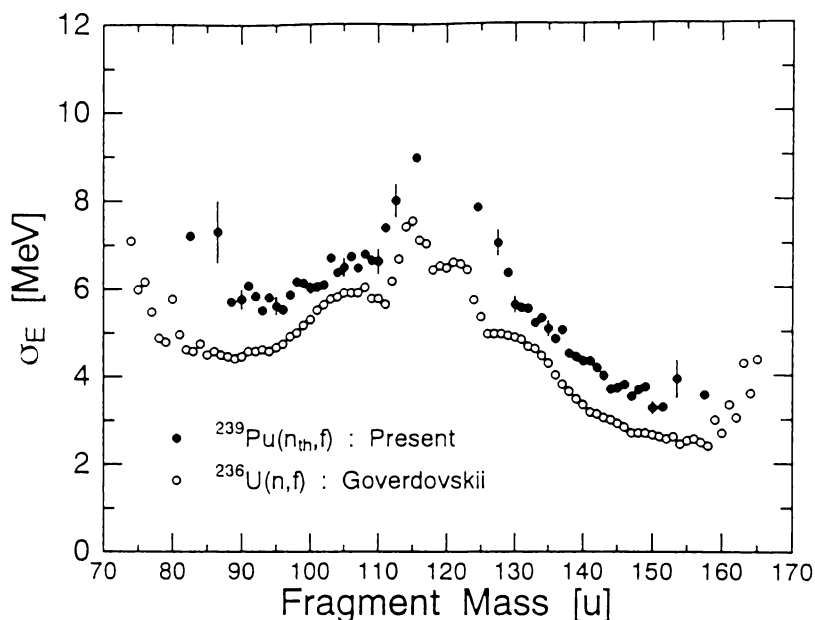


図 3-10 $P_{m^*}(E)$ の標準偏差 σ_E を質量数に対して示したもの。●は本研究の結果で、○は 1 MeV 中性子入射による ^{236}U の核分裂から求められた値^[35]。

る。同図には、Goverdovskii ら^[35]が 1 MeV の中性子による ^{236}U の核分裂反応で得た σ_E を示してある。彼らの分布の全体的な特徴は、軽核分裂領域の $m^* > 90 \text{ u}$ の範囲で σ_E は質量数とともに増加する一方で、重核分裂領域の $m^* < 150 \text{ u}$ の範囲で σ_E は質量数とともに減少することであり、この傾向は本実験値と似ている。特に、上で①として示したように、対称核分裂領域での急激な増加は $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ と $^{236}\text{U}(n, f)$ で共通している。この理由として、BGM モデルで予測されている Superlong チャンネルの存在が考えられる。Standard 1 や Standard 2 チャンネルと比較した場合、このチャンネルの特徴は、質量対称な変形経路で、核分裂軸方向への伸びが長いことである。これと実験値の比較から、Superlong チャンネルをたどった核分裂片の運動エネルギーの σ_E は、Standard 1 や Standard 2 チャンネルに比べて大きな値を取ると言える。核分裂片の運動エネルギーの和は、分離点における 2 つの核分裂片間のクーロンポテンシャルに等しいと仮定すれば、Superlong チャンネルに相当する分離点での 2 つの核分裂片の電荷中心間の距離のばらつきは、他の 2 つのチャンネルのそれに比べて大きいと考えられる。なお、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ の σ_E の値は、Goverdovskii らによる $^{236}\text{U}(n, f)$ のそれより約 1 MeV 大きいが、この原因として複合核の核子の構成の違い、または複合核の励起エネルギーの違い、あるいはこれら両方によると考えられ、これらの測定結果だけでは十分判断できない。

図 3-11 は、核分裂片質量と全運動エネルギーに対する確率分布を 2 次元で表し

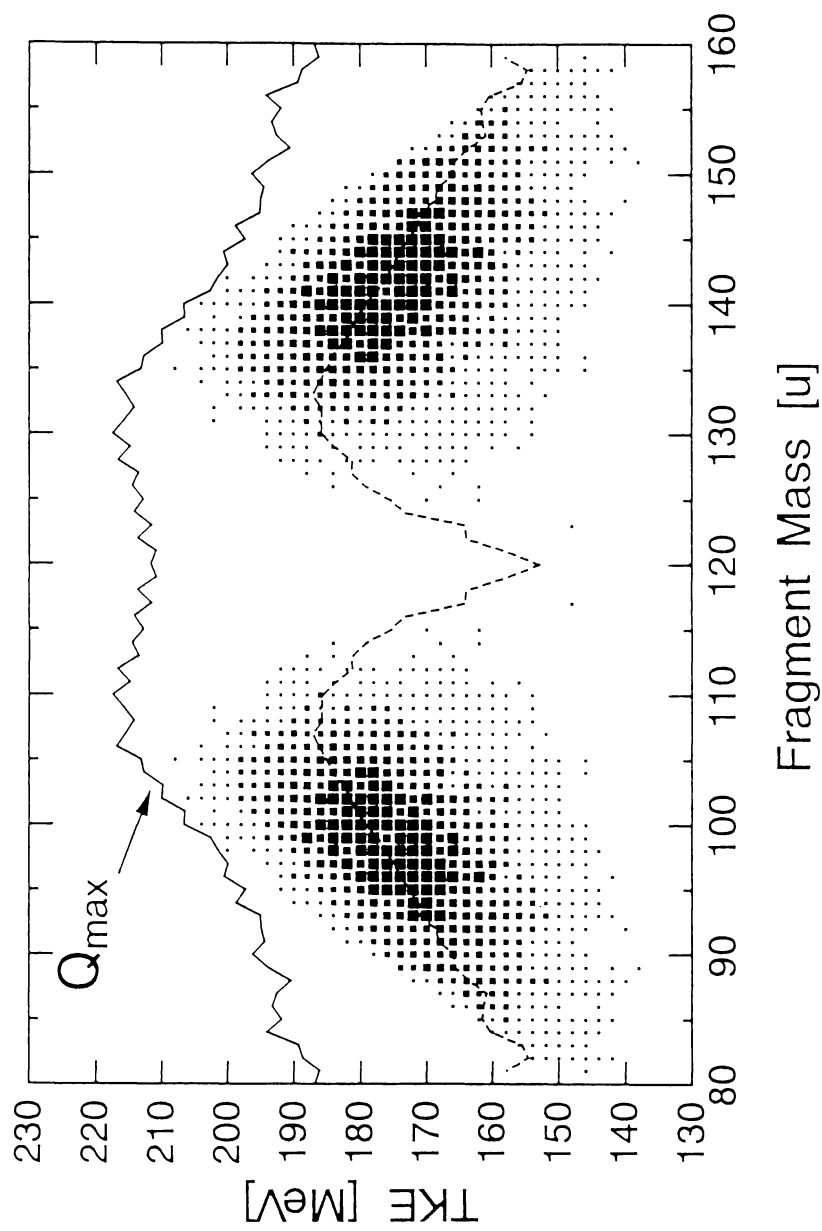


図 3-11 核分裂片の m^* と TKE に対する確率分布。面積の広い黒正方形ほど生成率が高い。
 実線と破線はそれぞれ $Q_{\max}(m^*)$ と $\overline{TKE}(m^*)$ を表す。

たものである。面積の大きな正方形ほど生成確率が高いことを表す。ここには、Möller の質量表^[36]を引用して計算したQ値の極大値 (Q_{\max}) も示す。ただし、次の3つの場合のうちで最大のもを Q_{\max} の値として採用した。すなわち、① 2つの核分裂片の質量数に比例して陽子が配分される等電荷率配分の場合、② 等電荷率配分に対し、軽い核分裂片に陽子が1個多く配分される場合、③ 等電荷率配分に対し、重い核分裂片に陽子が1個多く配分される場合である。なお、この Q_{\max} には、複合核 ^{240}Pu の励起エネルギーを含めた。ただし、この値も Möller の質量表を用いて計算した。同図に示した破線は、全運動エネルギーの平均値 $\overline{TKE}(m^{\cdot})$ を表す。この値は図 3-7 の上に示したものと同一である。この結果から、 $Q_{\max}(m^{\cdot})$ の極大値と $\overline{TKE}(m^{\cdot})$ の極大値が質量数 132 u で一致していることがわかる。重核分裂片の 132 は 2 重の魔法数に相当するが、この原子核は他のものに比べ、強い殻効果により液滴モデルの予測より遥かに軽い質量数を持つ。従って、この場合 Q_{\max} が最大となる。その結果、132 u / 108 u の質量分割では、系の持つ \overline{TKE} も極大値をとると解釈できる。さらにこの図から、励起エネルギーについて次のような考察をすることができる。すなわち系の持つ平均の全励起エネルギー \overline{TXE} は、

$$\overline{TXE} = Q_{\max} - \overline{TKE} \quad (3-19)$$

で表される。従って、図 3-11 の実線と破線との差がこの \overline{TXE} に相当する。 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の典型的な質量数分割に相当する $130\text{ u} < m_H^{\cdot} < 150\text{ u}$ では、 \overline{TXE} は約 20 MeV と一定の値を示す。しかし $m_H^{\cdot} < 125\text{ u}$ の対称核分裂領域では、 \overline{TXE} が急激に上昇し、とくに完全に対称分裂した場合、 \overline{TXE} は 40～50 MeV に達すると推測される。これは、核分裂片が持つ \overline{TXE} は分離点での変形エネルギーを源としているので、対称核分裂領域では 2 つの核分裂片は大きく変形し、 \overline{TXE} が非常に大きくなるためである。なお、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ における同様の考察を 5.4.4 節で行う。次に、 TKE が大きな値を持つ場合について考える。もし系が Q_{\max} に相当する運動エネルギーを持つと、逆に核分裂片の励起エネルギーは 0 に近づく。このような条件での核分裂は、冷たい核分裂 (cold fission) と呼ばれている^[37]。図 3-11 の分布傾向から、冷たい核分裂を起こしやすい質量数分割は、140 u / 100 u の近傍であることがわかる。 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の質量分割において、冷たい核分裂の可能性を指摘したのはこれが初めてであるが、これと同様な議論は Pommé らがしている^[38]。彼らは、 ^{238}U に 11 MeV の γ 線を当てて核分裂を起こし、この核分裂片を測定した。そして、図 3-11 のような質量数と全運動エネルギーに対する分布と Q_{\max} の値を比較することにより、重核分裂片で 134 u から 139 u の範囲で冷たい核分裂が起こりやすいことを示した。この質量数 139 u は、本実験値による値とほぼ一致している。

(5) 中性子放出数分布

核分裂片から放出される中性子数の平均値 $\bar{\nu}$ を図 3-12 に示す。図中の縦棒は、中性子放出確率の分布 $P_{m^{\cdot}}(\nu)$ の半値幅を表す。この図中には、全中性子放出数 $\overline{\nu^{\text{tot}}}$ も示し

た。 $\overline{\nu^{tot}}$ は、対をなす 2 個の核分裂片からの中性子数の和を意味する。さらにこの図には、Apalin ら^[17]と Fraser ら^[18]の結果もそれぞれ破線と点線で示した。この結果から、 $\overline{\nu}$ の分布は以下の特徴を持つことがわかる。① 全体として鋸歯状の分布をする。② 2 重魔法数に近い 130 u で極小値をとる。③ 軽核分裂片領域では、 $\overline{\nu}$ は質量数に対して直線的に増加せず、100～105 u にかけて肩の構造が存在する。この傾向は Apalin や Fraser らの結果にも共通している。④ ところが、重核分裂片領域では、質量数とともに $\overline{\nu}$ が直線的に増加する。これも Apalin らの傾向と一致しているが、Fraser らの結果は 140 u から増加の傾きが少し緩やかになる点で違っている。また、本実験で得られた $\overline{\nu^{tot}}$ の分布傾向は、Apalin らの結果と似て、132 近傍で極小値をとるが、その絶対値は Apalin らに比べて少し大きい。このため本実験の 1 核分裂あたりの中性子数 $\langle \nu^{tot} \rangle$ は、表 3-1 にも示したように 3.2 ± 0.1 個であった。前述のように、この値は従来の測定よりも大きいし、また JENDL-3 の評価値^[39]より約 10% 高い値を示している。これは、本実験の系統的誤差によるものと考えられる。しかしこの絶対値の違いは、本実験の目的すなわち 2 つの非対称核分裂チャンネルの存在を議論することには本質的な影響をもたらさない。

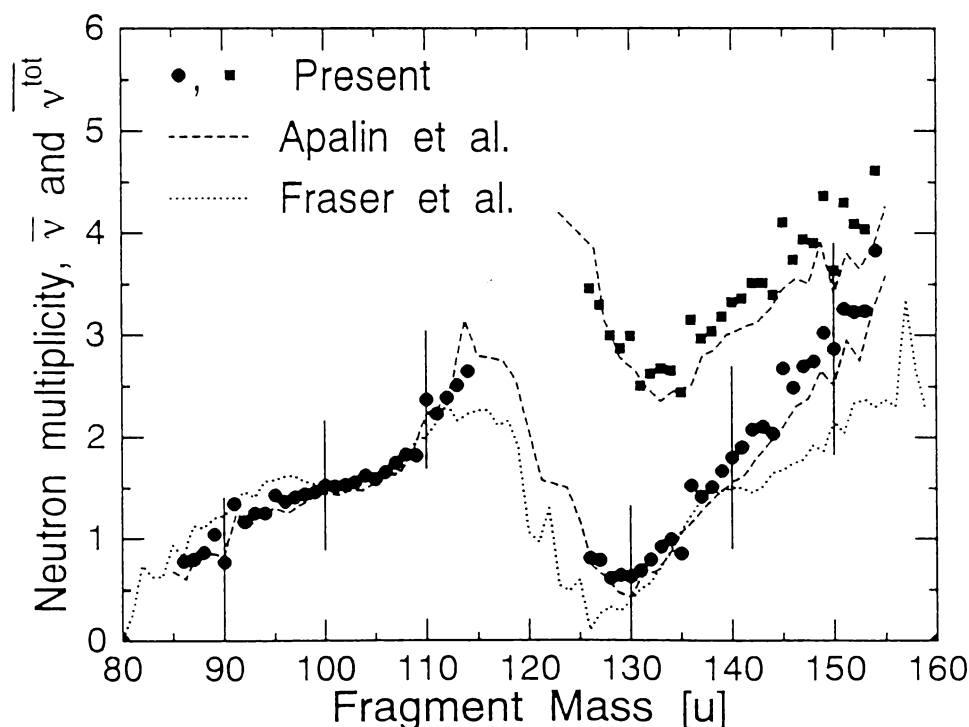


図 3-12 核分裂片から放出される中性子数の平均値 $\overline{\nu}(m^*)$: ●、と中性子数の和 $\overline{\nu^{tot}}(m^*)$: ■。縦棒は中性子数の分布の半値幅を表す。破線と点線は、それぞれ Apalin ら^[17]と Fraser ら^[18]による実験値である。

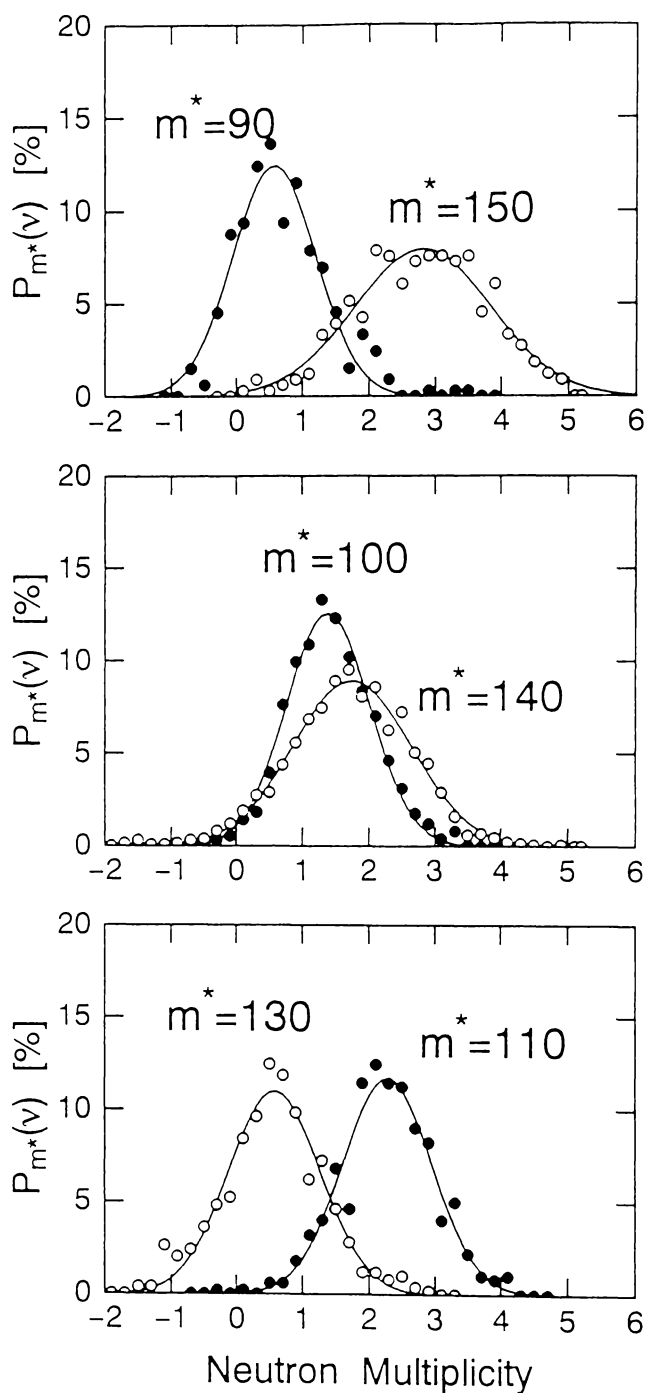


図 3-13 特定の質量数の核分裂片から放出される中性子数の分布、 $P_{m^*}(v)$ 。ただし、 $P_{m^*}(v)$ は全体として 100 % になるように規格化した。●と○は、それぞれ軽および重核分裂片を表し、数字は質量数である。実線は実験値をガウス分布でフィットした結果を表す。

3種類の質量数比に対応する核分裂片についての中性子放出数の確率分布 $P_{m^*}(\nu)$ を図 3-13 に示す。黒丸が軽核分裂片、白丸が重核分裂片を表す。図の最上段にある $(m_L^*, m_H^*) = (90, 150)$ のように、質量非対称性の大きな分割の場合は、重核分裂片の方が分散値が大きい。しかし対称分裂に向かうにつれて、図の最下段にあるように対をなす重軽核分裂片の分散値の値はほぼ同じになる。ところで、中性子放出数は核分裂片の励起エネルギー E_{ex} にほぼ比例すると考えられるので、 $P_{m^*}(\nu)$ の分布形状は、核分裂片の E_{ex} の確率分布 $P_{m^*}(E_{ex})$ と同じ形状になると言える。ここで、式(2-43)で示したように

$$E_{ex} = 8 \nu \quad [\text{MeV}] \quad , \quad (3-20)$$

の関係から、 $P_{m^*}(E_{ex})$ の標準偏差 σ_{Eex} [MeV] は $8\sigma_\nu$ として評価できる。この σ_{Eex} を核分裂片の質量数に対してプロットしたのが 図 3-14 である。この図の特徴は、① $90 \text{ u} < m^* < 110 \text{ u}$ の範囲において σ_{Eex} は質量数とともに緩やかに増加し、その増加量は高々 1 MeV 程度である。② 重核分裂領域では、質量数とともに σ_{Eex} は急激に上昇する。③ $110 \text{ u} < m^* < 130 \text{ u}$ において、 σ_{Eex} は急激に小さな値をとる。この分布を、図 3-10 に示した運動エネルギー

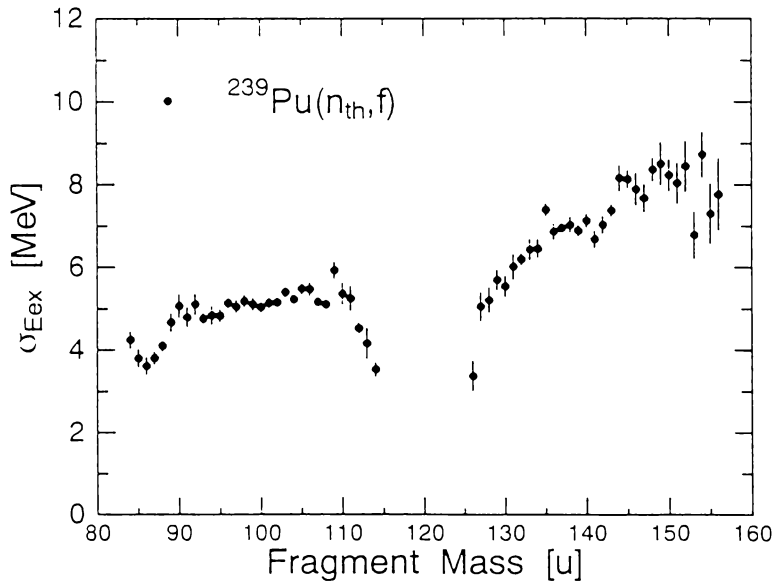


図 3-14 核分裂片の持つ励起エネルギーの標準偏差 σ_{Eex} 。これは、 $P_{m^*}(\nu)$ の標準偏差 σ_ν を 8 倍した値である。

の標準偏差 σ_E と比較すると次のことがわかる。まず、①としての質量数に対する標準偏差の変化の様子は、 σ_{Eex} と σ_E で似ている。一方、②と③として述べたように、重核分裂領域と質量対称領域では、 σ_{Eex} と σ_E の分布傾向は逆である。すなわち、 σ_E が増加すると σ_{Eex} は減少する傾向にある。まず対称核分裂領域では、前述のように、この領域での σ_E の

大きな値は、分離点における電荷中心間の距離のばらつきが大きいことを示している。この原因として2つのことが考えられる。第1は、分離点における2つの核分裂片の伸縮の幅が大きいこと、第2は両核分裂片の変形量は変わらないが、親核が切断した時点において、2つの核分裂片の間に存在する隙間の幅の距離のばらつきが大きいことである。ここで、対称領域における $\sigma_{E_{ex}}$ が極端に小さな値をとることを考えると、後者の見方の方が正しいものと考えられる。次に②と③として述べたように、 σ_E と $\sigma_{E_{ex}}$ の変化が逆の傾向をとる理由として、個々の核分裂片が持つ全エネルギーの標準偏差 $\sigma_{E_{tot}}$ が、質量分割によらずほぼ一定であることが考えられる。すなわち、 E と E_{ex} の標準偏差をそれぞれ σ_E および $\sigma_{E_{ex}}$ とした場合、 $\sigma_{E_{tot}}^2 = \sigma_E^2 + \sigma_{E_{ex}}^2$ が成り立つ。従って、 σ_E が増加した場合、 $\sigma_{E_{ex}}$ は小さな値をとる。

3.4 節 BGM モデルによる計算との比較

3.4.1 2つのチャンネルへの分岐確率と限界形状

複合核 ^{240}Pu における2つのチャンネル、すなわち Standard 1 と Standard 2 への分岐確率 p_c ($c=1, 2$) は、質量数分布の実験値から決定した。ここで、 $c=1$ と 2 は、それぞれ Standard 1 と Standard 2 を示す。図 3-15 に示すように、実験で得られた質量数分布 (図 3-6) を、点線と破線で示した2つの対をなすガウス型の分布 $Y_c(m^*)$ ($c=1, 2$) に分離し、分岐確率として $p_1=25.0\%$ および $p_2=75.0\%$ を得た。こうすると、 $Y_1(m^*)$ と $Y_2(m^*)$ の和は、実線で示すように実験値をよく再現する。これらの値、 $Y_c(m^*)$ ($c=1, 2$) の中心値 \bar{m}_c^* およびガウス分布として求めた標準偏差 $\sigma_{m^*,c}$ を表 3-2 に示す。ここには Schillebeeckx ら^[5] が $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ の核分裂片の測定で得た値と Brosa ら^[2] の理論値を示している。本実験の解析から得られた結果を Schillebeeckx らの値と比べると、 p_1 と p_2 の値は1% 以内で一致している。また、それぞれのチャンネルの平均質量数も 1 u 以内で一致した。標準偏差については、本実験値の方が Standard 1 で 20 %、Standard 1 で 13 % ほど低い値となっている。Brosa らの理論値を比べると、いずれの値も誤差の範囲で一致している。

表 3-2 $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ における各チャンネルへの分岐確率と質量数分布の基本パラメータ

研究者	p_1 [%]	p_2 [%]	\bar{m}_1^* [u]	\bar{m}_2^* [u]	$\sigma_{m^*,1}$ [u]	$\sigma_{m^*,2}$ [u]
本研究	25.0	75.0	134.6	140.9	2.98	5.59
Schillebeeckx ^[5]	24.8 ± 0.3	74.2 ± 0.3	134.7 ± 0.2	141.1 ± 0.3	3.6 ± 0.2	6.3 ± 0.2
Brosa ^[2]	—	—	135 ± 3	139 ± 3	4.2 ± 1.1	5.9 ± 1.5

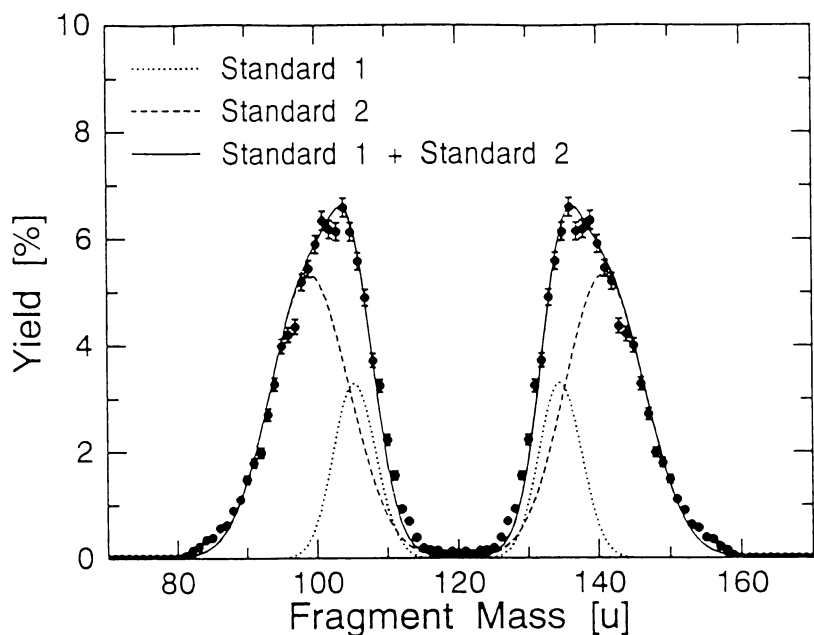


図 3-15 得られた質量数分布を、Standard 1 (点線)と Standard 2 (破線) の成分に分離したもの。実線は2成分の和を表し、これは実験値 (●) をほぼ再現している。

第2章の、2.2.2(2)で示したように、チャンネル c に相当する限界形状と $Y_c(m^*)$ は1対1に対応する。そこで、式(2-28)～(2-32)および式(2-18)～(2-24)を用いて限界形状を決定した。得られた限界形状とそのパラメータの値を図 3-16 と表 3-3 に示す。Standard 1 と Standard 2 の顕著な違いは、前者の方が後者より 13%ほど核の長さ ($2l$) が短く、それに伴って首の部分の半径 (r) が小さいことである。

表 3-3 限界形状パラメータ：単位は fm

	Standard 1	Standard 2
l	15.0	17.2
r	2.727	3.127
z	10.059	13.345
c	0.02017	0.00943
a	1.5388	3.10107
r_1	5.572	5.174
r_2	5.072	4.425
ζ_1	3.7752	2.3418
ζ_2	16.154	23.297

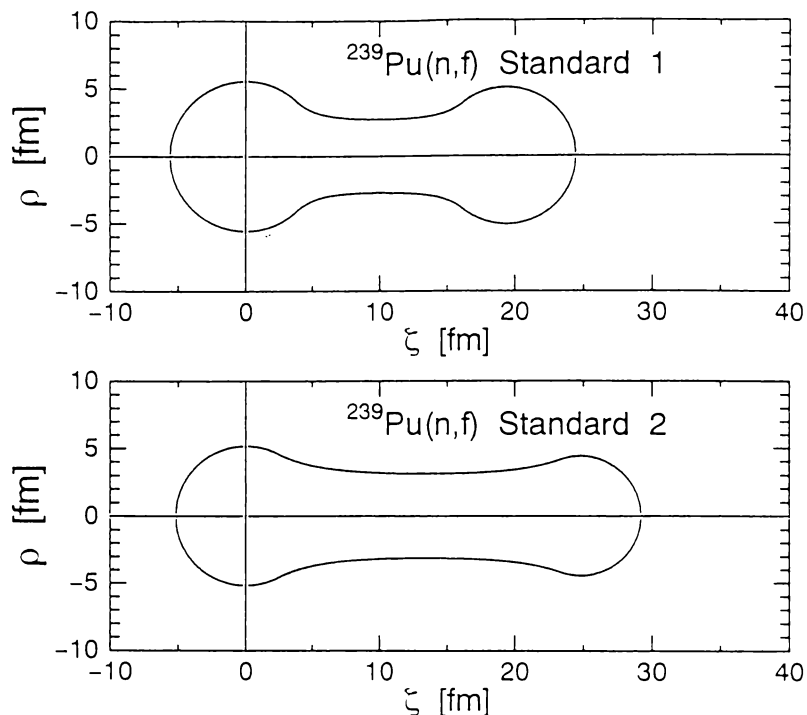


図 3-16 BGM モデルで計算された ^{239}Pu の限界形状。上が Standard 1、下が Standard 2 を表す。

3.4.2 実験結果との比較

(1) 全運動エネルギー分布

図 3-16 に示した限界形状から、2.2.2(3)に示した方法によりそれぞれのチャンネルに相当する全運動エネルギー分布 \overline{TKE}_c を決定した。得られた結果を図 3-17 に示す。この図で、 $\overline{TKE}_1(m^*)$ と $\overline{TKE}_2(m^*)$ はそれぞれ点線と破線で示す。式(2-33)でわかるように、 \overline{TKE} は 2 つの電荷の積に比例するので、それぞれのチャンネルに対する \overline{TKE}_c は、重核分裂片の質量数とともに緩やかに減少する。また、Standard 1 の方が Standard 2 に比べて運動エネルギーが約 16 MeV 高いのは、前者の l の方が約 13 % 短いためである。

この図の白丸は、2.2.3 節の式(2-45)で計算した $\overline{TKE}(m^*)$ である。これは、2 つのチャンネルの p_1 と p_2 を重率として積算したのである。その結果、質量数 130 u に極大値が現れることがわかる。この計算結果は、① 132 u での極大値および ② $m_H^* > 135$ u における \overline{TKE} の質量数に対する傾きの両方について、黒丸で示した実験結果をほぼよく再現している。これにより、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の $\overline{TKE}(m^*)$ の形状が BGM モデルにより説明できることが示された。

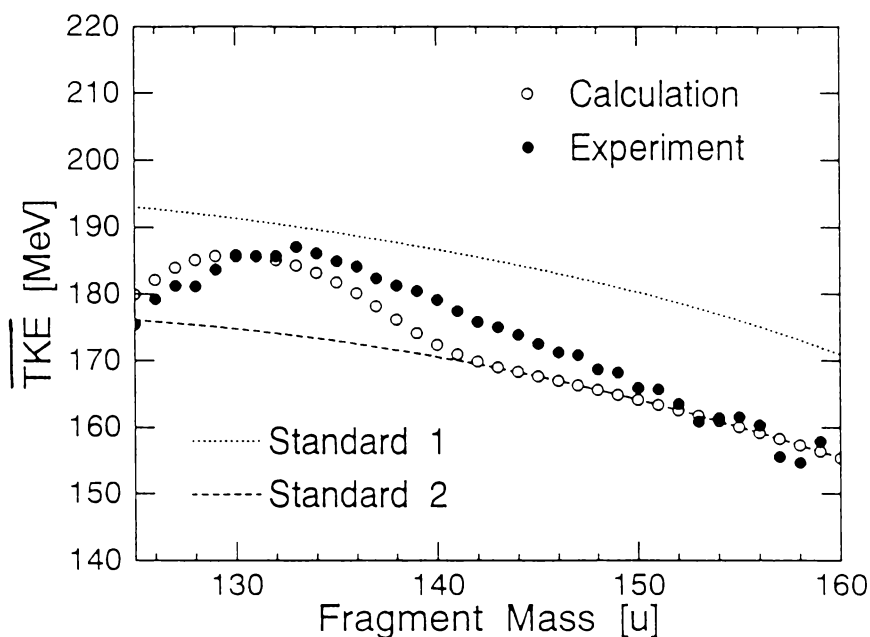


図 3-17 BGM モデルで計算された $\overline{TKE}(m^*)$ と実験値の比較。点線と破線は、それぞれ \overline{TKE}_1 と \overline{TKE}_2 を表す。○は、両チャンネルへの分岐確率を考慮して \overline{TKE}_1 と \overline{TKE}_2 を加えて求めた $\overline{TKE}(m^*)$ であり、●は実験値を表す。

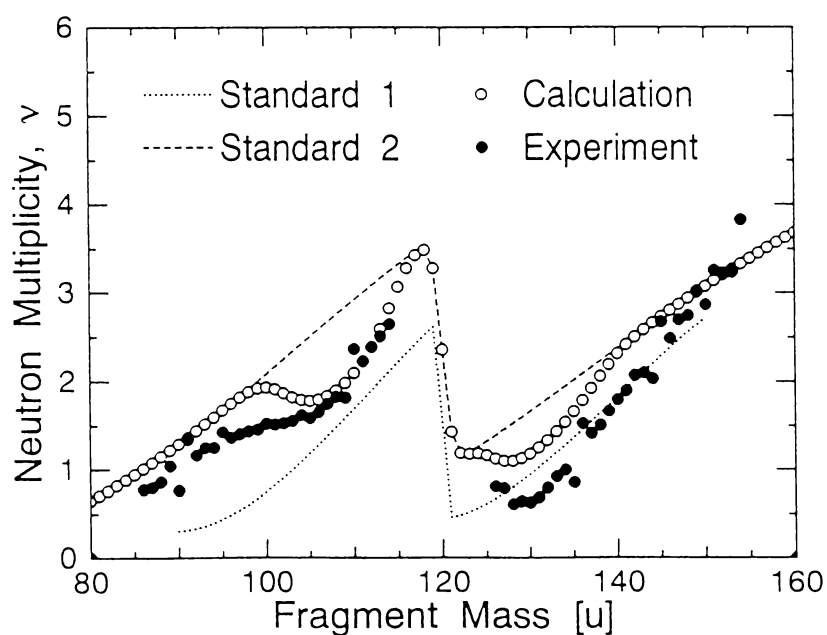


図 3-18 BGM モデルで計算した $\bar{\nu}(m^*)$ と実験値の比較。点線と破線は、それぞれ $\bar{\nu}_1$ と $\bar{\nu}_2$ を表す。○は、両チャンネルへの分岐確率を考慮して $\bar{\nu}_1$ と $\bar{\nu}_2$ を加え合わせて求めた $\bar{\nu}(m^*)$ であり、●は実験値を表す。

これまでの核分裂研究において、核分裂片の $\overline{TKE}(m^*)$ の分布を、複数のチャンネルに相当する \overline{TKE}_c の積算値として再現することはしばしば行われてきた^{[2][3][7][8]}。本研究では、核分裂片の質量数を2つのチャンネルに分離してそれぞれのチャンネルに対応した分離点形状を決定し、さらにここから $\overline{TKE}_c(m^*)$ を計算するという過程をふんだ。すなわち、これは $Y(m^*)$ と $\overline{TKE}(m^*)$ を共通した限界形状から決定したものであり、このような解析は初めてである。

(2) 中性子放出数分布

次に、各チャンネルに相当する中性子放出数分布 $\bar{v}_c(m^*)$ を2.2.2(4)に示した方法により決定した。得られた $\bar{v}_1(m^*)$ と $\bar{v}_2(m^*)$ をそれぞれ図 3-18 に示す。この図で、Standard 1の方が中性子数が少ないのは、分離点で核分裂片の変形が小さいためである。これは Standard 1の限界形状の長さ $2l$ が Standard 2に比べて約13%短いことから導かれる。

この図の白丸は、2.2.3節の式(2-46)で計算した $\bar{v}(m^*)$ であり、 $\bar{v}_1(m^*)$ と $\bar{v}_2(m^*)$ について、各チャンネルの分岐確率を重率として重ね合わせたものである。その結果、① 軽核分裂領域では、質量数100uから110uにかけてくぼみが現れるが、② 重核分裂片領域では、質量数とともに単調に増加する。①と②の違いは、黒丸で示す実験値の傾向をよく再現しており、この点から、BGMモデルは $\bar{v}(m^*)$ の形状もうまく説明できると言える。

前述したように、2つのチャンネルに相当する限界形状から $Y(m^*)$ と $\overline{TKE}(m^*)$ を決定し、さらにそれに加えて同じ限界形状から計算された $\bar{v}(m^*)$ も、実験で得られた分布形状の特徴をほぼよく再現した。このように、これら3つの分布を1つの実験から求め、これらをBGMモデルで同時に再現したのは本研究が初めてである。

3.5 節 結言

2V2E法により、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ による2つの核分裂片の同時計測を行った。この方法の特徴は、中性子検出器を用いることなく、間接的ではあるが中性子放出数が求められることであり、またこのためにバックグラウンドの混入がなく、システムが簡単であることである。得られた $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ のは、 $115 < m^* < 125$ uの対称核分裂領域を除いて Neiler ら^[27]の実験値と一致した。また、本実験で得られた $\bar{E}(m^*)$ と $\overline{TKE}(m^*)$ は、 $115 < m^* < 125$ を除き Wagemasn ら^[34]の値とほぼ一致した。さらに、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の $\bar{v}(m^*)$ については、これまで Apalin らや Fraser らが中性子を直接測定する方法により測定した2つの例しかなかった。本実験で得られた $\bar{v}(m^*)$ は、軽核分裂領域では Apalin らや Fraser らの値に近かった。一方、

重核分裂片領域においては、本実験値は質量数とともに直線的に増加し、この傾向は Apalin らの結果に近かった。

得られた実験値を BGM モデルによる解析と比較した。この解析では、まず実験で得られた $Y(m^*)$ を Standard 1 と Standard 2 に分離することでそれぞれのチャンネルへの分岐確率を決定し、またこれらのチャンネルに相当する限界形状を決定した。そして、これらの分岐確率と限界形状から $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ を計算した。計算値としての $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ は、次の点で実験値を再現した。① 132 u 近傍での $\overline{TKE}(m^*)$ 極大値と、135 u 以上での m^* に対する \overline{TKE} の減少率。② 100 u から 110 u にかけての \bar{v} の肩の構造と、重核分裂領域における \bar{v} の m^* に対する直線的な上昇。よって、BGM モデルは $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の $Y(m^*)$ 、 $\overline{TKE}(m^*)$ 、および $\bar{v}(m^*)$ を同時に説明できるものであり、このことから ^{240}Pu には Standard 1 と Standard 2 の2つの変形経路が存在することが示された。これまでの研究では、 $Y(m^*)$ と $\overline{TKE}(m^*)$ を測定して BGM モデルを検証するものしかなく、さらにこれに加えて $\bar{v}(m^*)$ の分布まで一貫して測定し、BGM モデルによる解析を行ったのは本研究が初めてである。

参考文献

- [1] K. Nishio, Y. Nakagome, I. Kanno, I. Kimura, J. Nucl. Sci. Technol. **32** (1995) 404.
- [2] U. Brosa, S. Grossmann and A. Müller, Phys. Reports **197** (1990) 167.
- [3] H.-H. Knieer, F.J. Hambsch, C. Budtz-Jorgensen J.P. Theobald, Z. Naturforsch. **42a** (1987) 786.
- [4] Ch. Straede, C. Budtz-Jørgensen and H.-H. knitter, Nucl. Phys. **A462** (1987) 85.
- [5] P. Schillebeeckx, C. Wagemans, A.J. Deruytter and R. Barthélémy, Nucl. Phys. **A545** (1992) 623.
- [6] P. Siegler, F.-J. Hambsch, S. Oberstedt and J.P. Theobald, Nucl. Phys. **A594** (1995) 45.
- [7] C. Wagemans, L. Demattè, S. Pommé, P. Schillebeeckx, Nucl. Phys. **A597** (1996) 188.
- [8] G. Andritsopoulos, Nucl. Phys. **A94** (1967) 537.
- [9] Y. Patin, S. Cierjacks, J. Lachkar, J. Sigaud, G. Haouat and F. Cocou, Nucl. Instrum. Meth. **160** (1979) 471.
- [10] R. Müller, A.A. Naqvi, F. Käppeler and F. Dickmann, Phys. Rev. C **29** (1984) 885.
- [11] I. Kanno, Y. Nakagome and I. Kimura, J. Nucl. Sci. Technol. **25** (1988) 111.
- [12] Y.S. Kim, P. Hofmann, H. Daniel, T. von Egidy, T. Haninger and F.-J. Hartman, H.S. Plendl, Nucl. Instrum. Meth. A **329** (1993) 403.
- [13] M.L Muga *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **83** (1973) 135.

- [14] H. Henschel, A. Kohnle, H. Hipp and G. Gönnerwein, Nucl. Instrum. Meth. **190** (1981) 125.
- [15] E. Konecny and H.W. Schmitt, Phys. Rev. C **172** (1968) 1213.
- [16] S.C. Burnett, R.L. Ferguson, F. Plasil and H.W. Schmitt, phys. Rev. C **3** (1971) 2034.
- [17] V.F. Apalin, Yu.N. Gritsyuk, I.E. Kutikov, V.I. Lebedev and L.A. Mikaelian, Nucl. Phys. **71** (1965) 553.
- [18] J.S. Fraser et al., Annu. Rev. Nucl. Sci. **16** (1966) 379.
- [19] C. Wagemans, “ The Nuclear Fission Process ” , CRC Press (1991) p.498.
- [20] K. Th. Brinkmann et al., Nucl. Instrum. Meth. A **276** (1989) 557.
- [21] H.W. Schmitt, W.M. Gibson, J.H. Neiler, F.J. Walter and T.D. Thomas, in Proceedings of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vol. 1, IAEA (1965) p.531.
- [22] T. Akiyoshi et al., Proc. 1985 Semin. on Nucl. Data, JAERI-M-86-080, (1986) p.380.
- [23] W. Parker, M. De Croës and K. Sevier, Nucl. Instrum. Meth. **7** (1960) 22.
- [24] 村上悠紀雄、“放射線データブック”、他人書館 (1982).
- [25] I. Kanno and Y. Nakagome, Nucl. Instrum. Meth. A **224** (1986) 551.
- [26] I. Kanno and Y. Nakagome, Nucl. Instrum. Meth. A **251** (1986) 108.
- [27] Neiler et al., Phys. Rev. **149** (1966) 894.
- [28] J.C.D. Milton and J.S. Fraser, Can. J. Phys. **40** (1962) 1626.
- [29] H.-O. Neidel and H. Henschel, Nucl. Instrum. Meth. **178** (1980) 137.
- [30] W. Böhne, W. Galster, K. Grabisch and H. Morgenstein, Nucl. Instrum. Meth. A **240** (1985) 145.
- [31] K. -Th. Brinkman J.Kiesewetter, F.M. Baumann, H. Freiesleben, H.J. Lütke-Stetzkamp, H.J. Paul, H.G. Schwanke and H. Sohlbach, Nucl. Instrum. Meth. A **276** (1989) 557.
- [32] 三浦 功 他、“放射線物理学 (物理学選書 7) ”, 裳華房 (1960).
- [33] W.H. Barks, “ Nuclear Research Emulsions ”, Vol. I, Academic Press (1963) p.371.
- [34] C. Wagemans E. Allaert, A. Deruytter, R. Barthélémy and P. Schillebeeckx, Phys. Rev. C **30** (1984) 218.
- [35] A.A. Goverdovskii, A. Khryachkov, B.D. Kuz'minov, V.F. Mitrofanov, N.N. Semenova and A.I. Sergachev, Yaz. Fiz. **56** (1993) 40.
- [36] P. Möller and J.R. Nix, At. Data and Nucl. Data Tables **26** (1981) 165.
- [37] C. Wagemans, “ The Nuclear Fission Process ”, CRC Press (1991) p.339.
- [38] S. Pommé, E. Jacobs, M. Piessens, D. De Frenne, K. Persyn, K. Govaert, M. -L. Yoneyama, Nucl. Phys. **A573** (1994) 237.
- [39] K. Shibata, *et al.*, JENDL-3, JAERI **1319** (1990) .

第 4 章 核分裂片と中性子の同時計測システムの開発

4.1 節 序言

本章では、核分裂片と中性子の同時計測を行うことを目的として開発した計測システム^[1]と、それを用いて行った予備的な実験の結果について記述する。

このシステムは、核分裂片を検出するための 2 つの検出器、中性子検出器および回路系から構成した。まず、核分裂片の一方は表面障壁型シリコン検出器(SSBD)で検出してエネルギーを求め、他方の核分裂片は平行平板アバランシェ検出器(PPAC)で検出した。SSBD と PPAC は試料ターゲットの両側に配置したが、前者はターゲットのすぐ近くとし、一方後者はそれより少し離して置いた。そして両方の検出器信号の時間差から核分裂片の速度を求めた。この速度とエネルギーから核分裂片の質量数が決定できる。このように、2 つの核分裂片の一方のものの速度と他方のもののエネルギーを同時に測定する方法は IVIE 法と呼ばれる。本研究ではこれらの検出器と回路系を整備し、予備的な実験として IVIE 法による $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ 反応の測定を試みた。その上で核分裂片から放出される中性子の検出器を準備し、核分裂片と中性子の同時計測システムを完成した。このシステムを用いた実験の結果は次章で述べる。

まず第 1 に、核分裂片を測定するための PPAC を製作した。PPAC は低圧のガスを用いた比例計数管であり、近年核分裂片をはじめ各種の荷電粒子の検出器として広く用いられている^{[2]-[10]}。この特徴は、① 広い面積がとれること、② 1 次元もしくは 2 次元の位置検出が可能であること、③ ガスを循環させて用いることによりガスの組成の変化が避けられること、④ 重荷電粒子に対する検出効率が 100 % に近いこと、⑤ 立ち上がりの速い時間信号が得られること、⑥ 10 Torr 以下の低いガスの圧力で動作させた場合、バックグラウンドとしての γ 線や中性子に対する感度がほとんどないことである。次節において、本研究で設計製作した 2 種類の PPAC の構造と特性を示す。その第 1 は、有感面積が 9 cm 角であり、核分裂片の検出と時間測定を目的とした検出器である。これをタイプ A とする。この PPAC について、印加電圧とガス圧力に対するガス増幅特性を調べることで、核分裂片用検出器としての最適な条件を決定した。その上で、これを用いて IVIE 法

により $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片を測定した。もう一方の PPAC はタイプ B と呼ぶものであり、直径 22 cm の大面積を有し、核分裂片が入射した時間と 2 次元の入射位置が得られるように設計製作したものである。このタイプ B の PPAC は、核分裂片と中性子の同時計測用のものであり、それらを用いた実験については次章に述べる。

核分裂片の質量数やエネルギーを測定する方法として、いくつかの方法やそれに適した検出器が考えられる。表 4-1 は、測定方法の違いによる特徴をまとめたものであり、本研究で採用した SSBD と PPAC による 1V1E 法と比較してある。以下、これらと組み合わせて中性子を同時測定することを念頭におき、1V1E 法の特徴を述べる。表の第 1 列は測定方法の名称であり、それぞれの測定方法に対して 2 つの核分裂片の速度 V_1, V_2 と、エネルギー E_1, E_2 のいずれを同時に測定するかを第 2 列に示した。ここで、○ は測定量であり、— は非測定量を表している。また、第 3 列はよく用いられる検出器とその配置を示している。そして、それぞれの測定方法に対しての特徴を第 4 列から第 10 列に示した。計数率はターゲットから見た検出器の立体角で決まる。このうち、最も高い計数率が得られるのは格子付きの電離箱 (GIC, gridded ionization chamber) を 2 組用いる場合の 2E 法である。1V1E 法は計数率の点でこの GIC による 2E 比べて劣るが、PPAC の面積を大きくとることにより計数率は改善される。核分裂片と中性子の同時計測を行うためには、この計数率が特に重要な要因となり、2V2E 法や 1V2E 法を採用するのはあまり適切ではない。1V1E 法の場合、核分裂片から放出される中性子数 ν の補正は E を測定する方の核分裂片についてだけ行えばよい。次に、スタート検出器についてみると、原子炉などからの定常的な中性子を用いる核分裂の核分裂片測定の場合、2V2E 法や 2V 法には別にスタート検出器が必要となる。これはシステムを複雑化させると同時に、散乱や吸収によって核分裂中性子スペクトルを歪める原因となる。1V1E 法で用いる SSBD はスタート検出器を兼ねており、このような問題はない。ところで、中性子を同時計測するには核分裂片検出器が大きな立体角を持つことが必要であることは前述した通りであるが、このことは中性子の放出角度の不確定さをもたらす。従って、核分裂片の重心系での中性子のエネルギーを求める場合、中性子の放出角 θ の補正をしなければならない。2E 法を見ると、SSBD を用いる場合は θ を決定することはできないが、GIC ではこれを決定することができる。1V1E 法は、PPAC が 2 次元で核分裂片の位置検出ができるので、ここから θ を決定することができる。パイルアップは、検出器の立体角とパルス信号の速さで決まる。GIC から得られる信号の立ち上がりは 2 μs 程度もあり遅いこと^[27] および立体角が約 4π であることからパイルアップの起こる割合が高い。とくに、 α 崩壊核種の試料では α 線によるパイルアップ対策^[27] が必要となる。1V1E 法は立体角をある程度絞っていること、および SSBD と PPAC の信号が速いことからパイルアップは少ない。ガス検出器を長期の測定に用いる場合、その安定性が問題となる。PPAC は、第 1 に時間信号を得ることを目的としており、ガス圧力やその組成の変化に対する測定への影響は、パルス波高を測定する GIC ほど敏感ではない。また、PPAC による位置決めについては、ガス増幅に対する変化はほとんど影響しない。このよ

表 4-1 核分裂片測定法の比較

方法	測定量 (V_1, V_2, E_1, E_2)	検出器とその配置	特 徴							測定例 (文献)	備考
			計数率	Vの補 正	別なス タート 検出器	位置検 出	パイル アップ	検出器 の安定 性	その他		
2V2E 法	(○, ○, ○, ○)	ターゲット近くに置いた スタート検出器と、離れた 位置に置いた 2 つの SSBD。	△	不要	必要	×	小	○	$v(m^*)$ が求まる	[11]-[13]	本研究第 3 章
1V2E 法	(-, ○, ○, ○) または (○, -, ○, ○)	2 つの SSBD の組み合わ せ。ただし、一方をターゲ ットから離す。	△	不要	不要	×	小	○	$v(m^*)$ が求まる	[14]-[16]	
1V1E 法	(○, -, -, ○) または (-, ○, ○, -)	SSBD と PPAC の組み合わ せ。ただし、PPAC をター ゲットから離す。	○	一方に 必要	不要	○	小	○		[17]	本研究第 4 章およ び第 5 章
2V 法	(○, ○, -, -)	ターゲット近くに置いた スタート検出器と、離れた 位置においた 2 つのスト ップ検出器。	△	不要	必要	○	小	○		[18]-[20]	
2E 法	(-, -, ○, ○)	ターゲット近くにおいた 2 つの SSBD。	○	両方に 必要	不要	×	小	○		[21]-[26]	
		格子付きの 2 重電離箱。	◎	両方に 必要	不要	△	大	△		[27]-[31]	

うな点において、PPAC は GIC に比べてガスの制御が容易である。

Jørgensen ら^[32] は、GIC と中性子検出器を組み合わせ、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ の核分裂片とそこから放出される中性子を測定し、核分裂片質量数とその運動エネルギーに対する中性子数を詳しく調べた。また中性子は、十分加速したあとの核分裂片から放出されることを示した。Samant ら^{[33][34]} は、これと同様なシステムを用いることにより、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ に伴って放出される中性子のうち約 10 % は分離直後あるいはそれ以前に放出されたものであることを示した。本研究では、IVIE 法と中性子検出器を組み合わせたシステムを新たに設計し、これにより核分裂片から放出される中性子の数とエネルギーを測定した。

本研究では、中性子検出器として有機液体シンチレータ (NE213) を用いた。この検出器を選定したのは、これが次のような特徴を有するためである。① 速い時間信号を得ることができるため飛行時間分析において時間分解能が優れ、短い飛行距離で精度よく中性子エネルギーを決定することができる。② 波形弁別法により γ 線と中性子を分離することができる。本研究のように中性子核分裂の実験では、その環境は捕獲 γ 線によるバックグラウンドが大きい。③ 中性子検出効率がよく知られている。

4.2 節 PPAC の製作と特性

4.2.1 タイプ A 検出器の製作とその特性測定

(1) 検出器の構造

図 4-1 にタイプ A 検出器 (PPAC-A) の構造を示す。この検出器は 3 つの電極から成る。まず中心電極 C は、厚さ $1.5\text{ }\mu\text{m}$ のマイラーフィルム上の両面に金を厚さ $100\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ まで蒸着し、これを厚さ 0.5 mm のアルミニウム製の枠に銀ペーストで接着して作った。この C 電極に前置増幅器を通じて負電圧を印加した。次に、この C 電極の両側にそれぞれアノード電極 (A 電極) を置き、ここを接地電位とした。これは 1.27 mm 間隔で直径 $20\text{ }\mu\text{m}$ の金めっきタングステン線を平行して張り、フラットケーブル用の端子にはんだ付けして作った。A 電極と C 電極をアクリル樹脂製のスペーサーで挟むことにより電極間の距離を 2.0 mm に保った。また、前後の A 電極は、それぞれのタングステン線が互いに垂直になるように配置した。

これらの電極をステンレス鋼製の容器に収納した。この容器は PPAC-A の部分と核分裂ターゲットや SSBD のある真空の部分仕切っており、その仕切り膜として核分裂片が容易に通過できるように厚さ $1.5\text{ }\mu\text{m}$ のマイラーフィルムを用いた。このマイラーフィルムは O-リングで容器に固定し、気密を保つようにした。この容器の PPAC-A 部分には圧力 $3\sim 10\text{ Torr}$ のイソブタンガスを充填して用いた。ガスの劣化を防ぐために、 $400\text{ ml}/\text{min}$

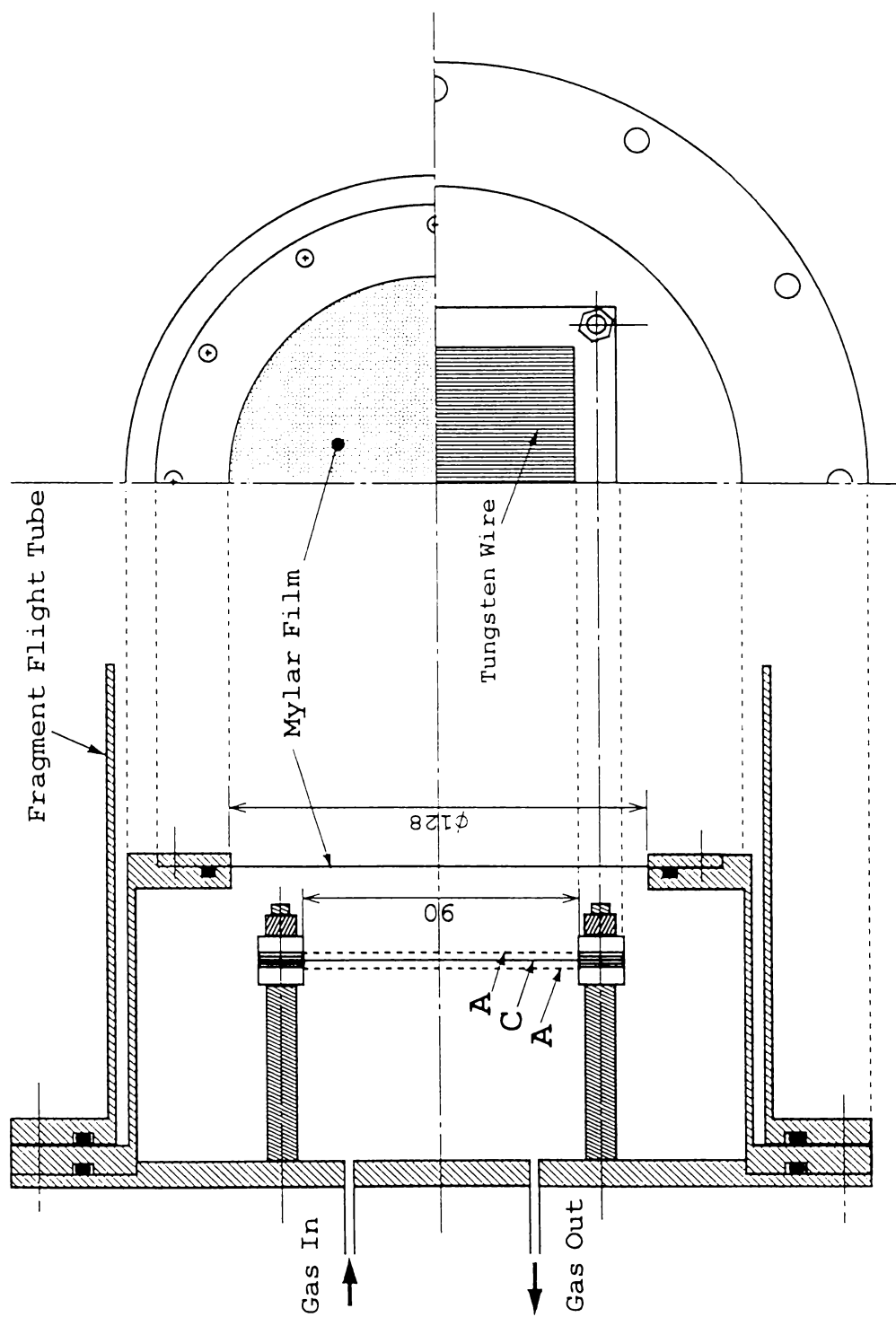


図 4-1 PPAC-A の構造。ただし、単位は mm。

の割合でガスを流し、ガスフロー方式で用いた。

(2) ガス増幅特性

PPAC-A について、ガス圧力 p と印加電圧 V に対するガス増幅特性を求めた。PPAC-A のマイラー隔壁外の真空槽内に ^{252}Cf の電着板を置き、ここから発生する核分裂片を PPAC-A に入射した。こうして、前置増幅器から得られるエネルギーパルス信号を主増幅器に送った。ここで信号の波形整形と増幅を行い、マルチチャンネルアナライザー (MCA) にかけてパルス波高スペクトルを得た。ただし、主増幅器の時定数は $1\mu\text{s}$ とした。図 4-2 にパルス波高スペクトルの例を示す。これは、 p と V がそれぞれ 4.0 Torr と -380 V の場合の分布である。図に示すように、スペクトルはガウス型で表すことができる。そこで、そのピークの位置に相当するチャンネル P_h と標準偏差 σ を得た。なお、ノイズレベルと信号パルスが容易に分離できていることから、この検出器の核分裂片に対する検出効率はほぼ 100 % であるといえる。

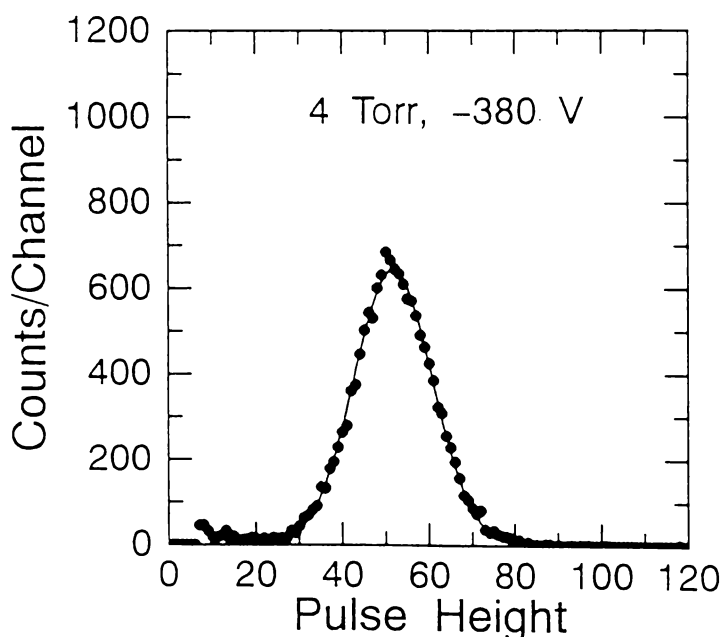


図 4-2 PPAC-A へ ^{252}Cf の自発核分裂片を入射させ、C 電極から得たパルス波高分布。ただし、ガス圧力は 4 Torr、印加電圧は -380 V である。

得られた P_h からガス増倍係数 M を相対値として求め、 p と V に対する M の変化を考察した。ガス増幅の結果として生成する全電子の電荷 Q は、1 次電子の数を N_0 とすると

$$Q = eN_0 M \quad , \quad (4-1)$$

となる。ただし、 $-$ 記号は略している。ここで、 Q は定数 k_1 を用いて

$$P_h = k_1 Q \quad , \quad (4-2)$$

と表される。また、 N_0 はガス圧力 p に比例し、

$$N_0 = k_2 p \quad , \quad (4-3)$$

で表される。この式は、核分裂片がイソブタン内で失う比電離を OSCAR コード^[35] を用いて計算した結果 (図 4-3) から確かめることができる。ただし、軽核分裂片としては、質量とエネルギーがそれぞれ 107 u と 104.1 MeV の荷電粒子を仮定し、重核分裂片としては、それらが 145 u と 80.3 MeV のものを仮定した^[36]。この図から、ガス中における dE/dx は、 p に比例することが分かる。 N_0 は dE/dx に比例するので、 N_0 も p に比例する。

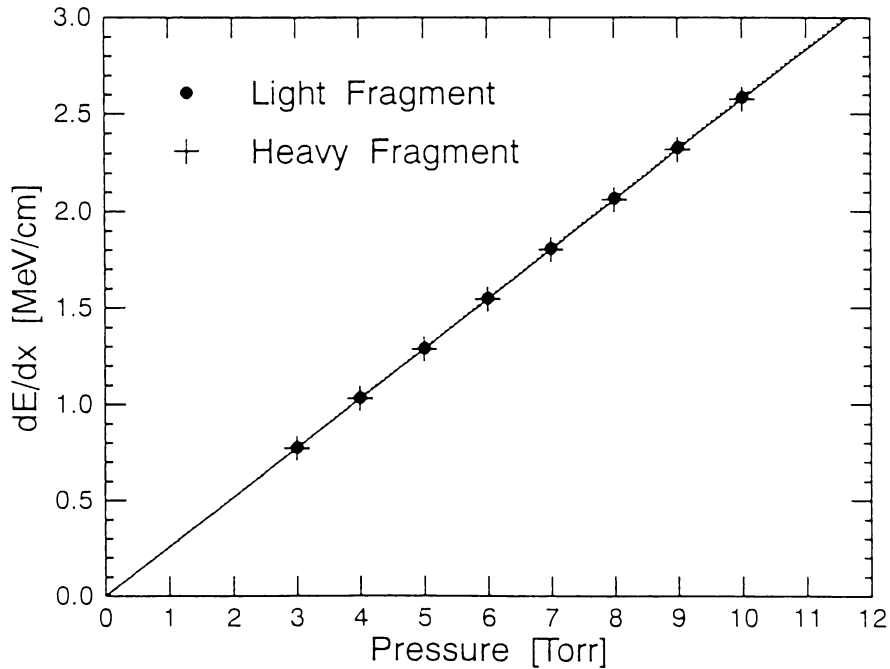


図 4-3 イソブタン中における $^{252}\text{Cf(sf)}$ の重および軽核分裂片の比電離 dE/dx と圧力 p の関係。

V を変化させて P_h を求め、式(4-1)~(4-3)に代入して得た M を示したのが 図 4-4 である。ただし、縦軸は相対値である。この図から、一定の p に対し、 M は V に対して指数関数に従って増加していることがわかる。図上の実線は、データ点を指数関数でフィットしたものである。それぞれの p に対するデータ点の上限は自続放電の開始点で

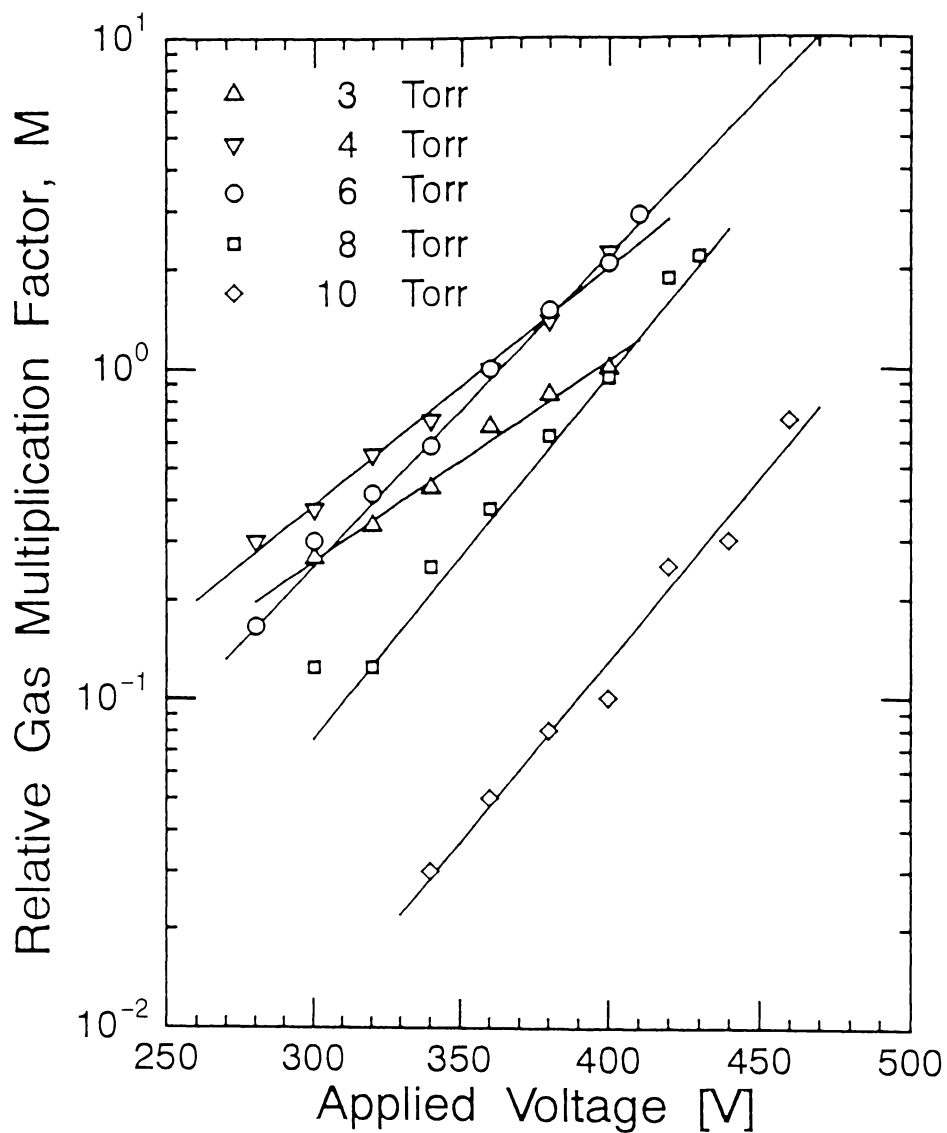


図 4-4 ガス増倍係数 M の相対値を印加電圧 V に対して示したもの。図の直線は、一定の圧力 p のデータ点を指数関数でフィットした結果。

あり、下限はノイズレベルに信号が隠れるほど低いガス増倍係数であることを示す。

M はタウンゼントの第 1 係数 α を用いて次式で表される ^{[37][38]}。

$$\ln M = \int_{x=b}^{x=d} \alpha(x) dx \quad , \quad (4-4)$$

ここで、 x はカソードとアノードを結ぶ電気力線に沿う位置座標を表し、 $x = b$ はガス増幅を始める位置、 $x = d$ はアノードワイヤー表面を表す。

Diethorn^[39] によれば、式(4-4)の α は

$$\alpha / p = D_1 S \quad , \quad (4-5)$$

で与えられる。ここで、 S は電界の強さ F を p で割った値であり、 D_1 は定数である。この式は数 100 Torr の圧力で動作させた比例計数管のガス増幅特性から得られたものなので、 $p < 10$ Torr の低い圧力領域におけるこの式の適用性を、Skakkeeb らが調べた^[40]。その結果、式(4-5)は、 $p < 10$ Torr の領域では式(4-5)は適用できないが、次の Zastawny の式^[41] を満たすことを見出した。

$$\alpha / p = D_2 (S - S_0) \quad . \quad (4-6)$$

ここで、 D_2 と S_0 は定数である。Skakkeeb らの PPAC は平行平板電極型なので、電極間の電界の強さは位置 x によらず一定で、式(4-4) から

$$\ln M / p = (\alpha / p) d \quad , \quad (4-7)$$

とすることができる。ここで d は電極間の距離である。一方、本研究で用いた PPAC-A では、 x に沿って電界の強さが異なるため式(4-7)を用いるのは適当でない。実際に、本実験で得られた M は、Zastawny の式(4-6)を式(4-7)に代入して得られる関係を充たさなかった。

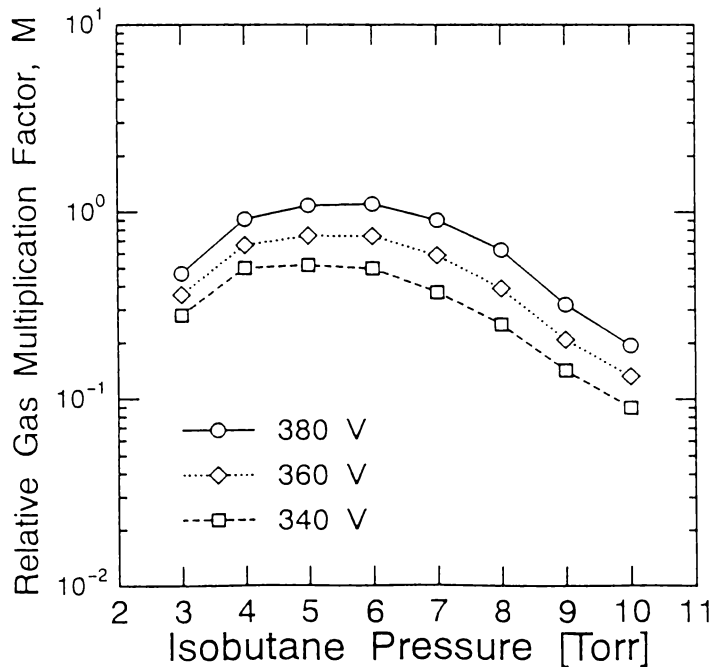


図 4-5 圧力 p に対するガス増倍係数 M の相対値。

p に対する M の変化を示したのが図 4-5 である。この図から、 M は p とともに増加し、やがて最大値に達し、そのあと下降することがわかる。この最大となる圧力は 5 ないし 6 Torr である。

図 4-6 に、パルス波高スペクトルから得られた標準偏差 σ を示す。ただし、 σ を P_h で除して規格化している。この図から、 p を変化させても σ はほぼ一定であるが、印加電圧が上昇すると σ が増加することがわかる。

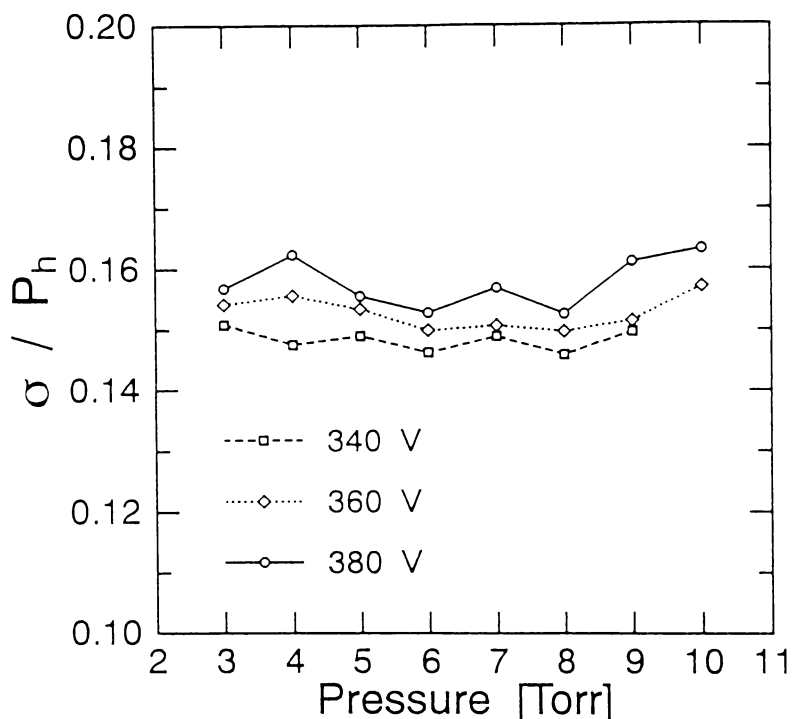


図 4-6 $^{252}\text{Cf(sf)}$ の核分裂片を入射して得られたパルス波高分布の標準偏差 σ をガス圧力 p に対して示したもの。

この検出器のような PPAC を動作させるのに適した条件は、① ガス増幅率が大
きいこと、② スペクトルの幅が小さいこと、および ③ ガス圧力が低いことである。ガス
増幅率が高く、スペクトルの幅が小さければ S/N 比を上昇させやすい。この S/N 比が高い
ほど検出器の時間分解能が向上する。また、 p が低いほど検出器の仕切り膜への張力が低
減でき破損しにくくなるが、一方 N_0 の値が減ることで出力パルスの波高値が小さくなる。
このようなことを考慮して、 p は約 5 Torr とし、印加電圧は放電を起こさない程度の
-390 V で使うことにした。

(3) 時間分解能

図 4-7 に示すように、 ^{252}Cf の自発核分裂片を PPAC-A と SSBD に入射し、両検出器間の時間差を測定することによりこの検出器の時間分解能を決定した。この場合、面積 400 mm^2 の SSBD を PPAC-A の後方 1 cm のガス中に設置した。PPAC-A は p を 5 Torr 、 V を -380 V で動作させた。こうして得られた時間差の分布を図 4-8 に示す。この分布を

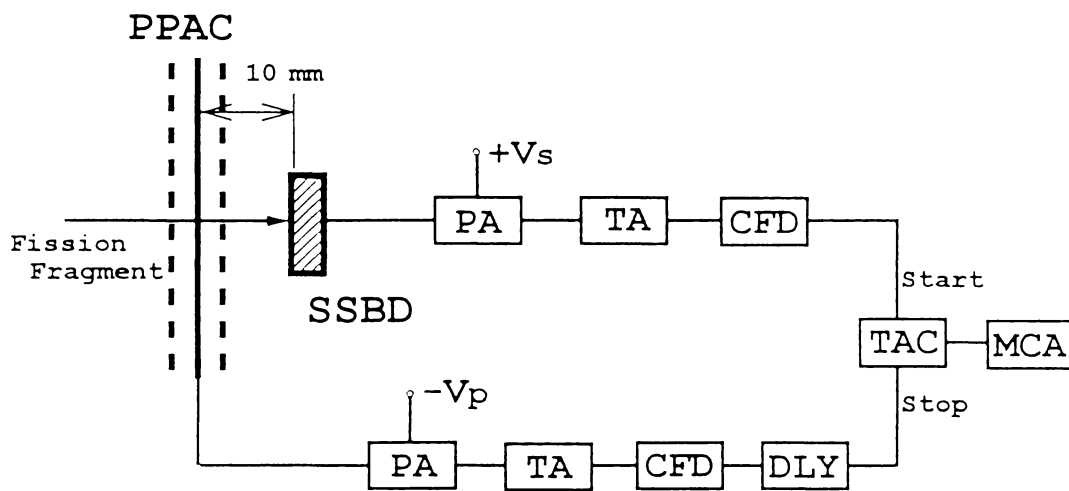


図 4-7 PPAC-A の時間分解能を調べるための検出器の配置と測定回路。ただし、PA (前置増幅器 : Preamplifier)、TA (タイミング増幅器 : Timing amplifier)、CFD (コンスタントフラクション弁別器 : Constant fraction discriminator)、TAC (時間差波高変換器 : Time-to-amplitude converter)、DLY (遅延ケーブル : Delay cable)、MCA(マルチチャンネルアナライザー、Multi-channel analyzer)、を表す。

ガウス分布でフィットした結果、その半値幅 $FWHM_{ex}$ として 980 ps を得た。この $FWHM_{ex}$ の中には、核分裂片の速度の違いによる時間の広がり $FWHM_{ff}$ も含まれている。 $FWHM_{ff}$ は、重核分裂片と軽核分裂片の速度をそれぞれ 0.96 cm/ns および 1.42 cm/ns ^[21] であることを使えば、 720 ps と評価できる。従って、SSBD と PPAC-A から成るシステム全体の分解能 $FWHM_{sys}$ は、

$$FWHM_{sys}^2 = FWHM_{ex}^2 - FWHM_{ff}^2, \quad (4-8)$$

より 660 ps となる。 $FWHM_{sys}$ には、SSBD と PPAC-A の両系統からの時間分解能が含まれているので、PPAC-A 自身の時間分解能は 660 ps より優れている。

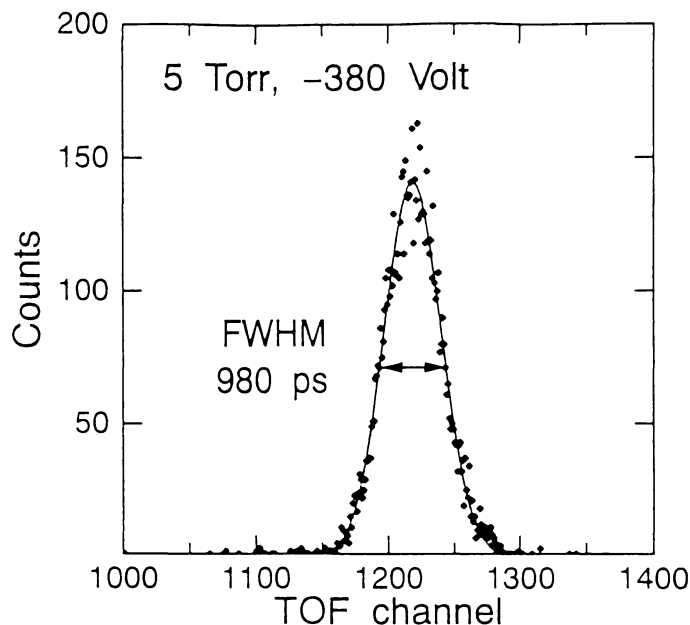


図 4-8 ^{252}Cf 自発核分裂片の時間差スペクトル。

4.2.2 タイプ B 検出器の製作とその特性測定

(1) 検出器の構造と荷電粒子入射位置の決定

タイプ B 検出器 (PPAC-B) の構造を図 4-9 に示す。この検出器は、核分裂片の飛行方向と飛行時間の計測に用いるため飛行管に接続した。PPAC-B 部分と真空槽の仕切り膜(入射窓)は、厚さ $3.0\text{ }\mu\text{m}$ のマイラーフィルムを用い、O-リングを介して気密を保った。この PPAC-B は 2 組の電極群から成っており、各電極は直径 22 cm の円形の有感面積を持っている。仕切り膜の側から見て、始めの電極群は 3 つの電極 (A_1, C_1, A_2) で構成し、主に高速の立ち上がり信号を得るように設計した。これは核分裂片飛行時間法のストップ信号を与える。後方の電極群は (A_3, C_2, A_4) から構成し、核分裂片の入射位置を 2 次元で読み取れるように設計した。カソード電極 (C_1 と C_2) は、いずれも厚さ $1.5\text{ }\mu\text{m}$ のマイラーフィルムの両側に金を厚さ $50\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ まで蒸着したもので、この電極膜は真空グリースと銀ペーストでエポキシ樹脂の枠上に張った。一方、アノード電極 (A_1, A_2, A_3, A_4) として、直径 $30\text{ }\mu\text{m}$ の金メッキタンゲステン線を 2 mm 間隔で平行して張った。このタンゲステン線は、エポキシ樹脂基盤上の銅板にはんだ付けにより固定した。カソード電極とアノード電極の

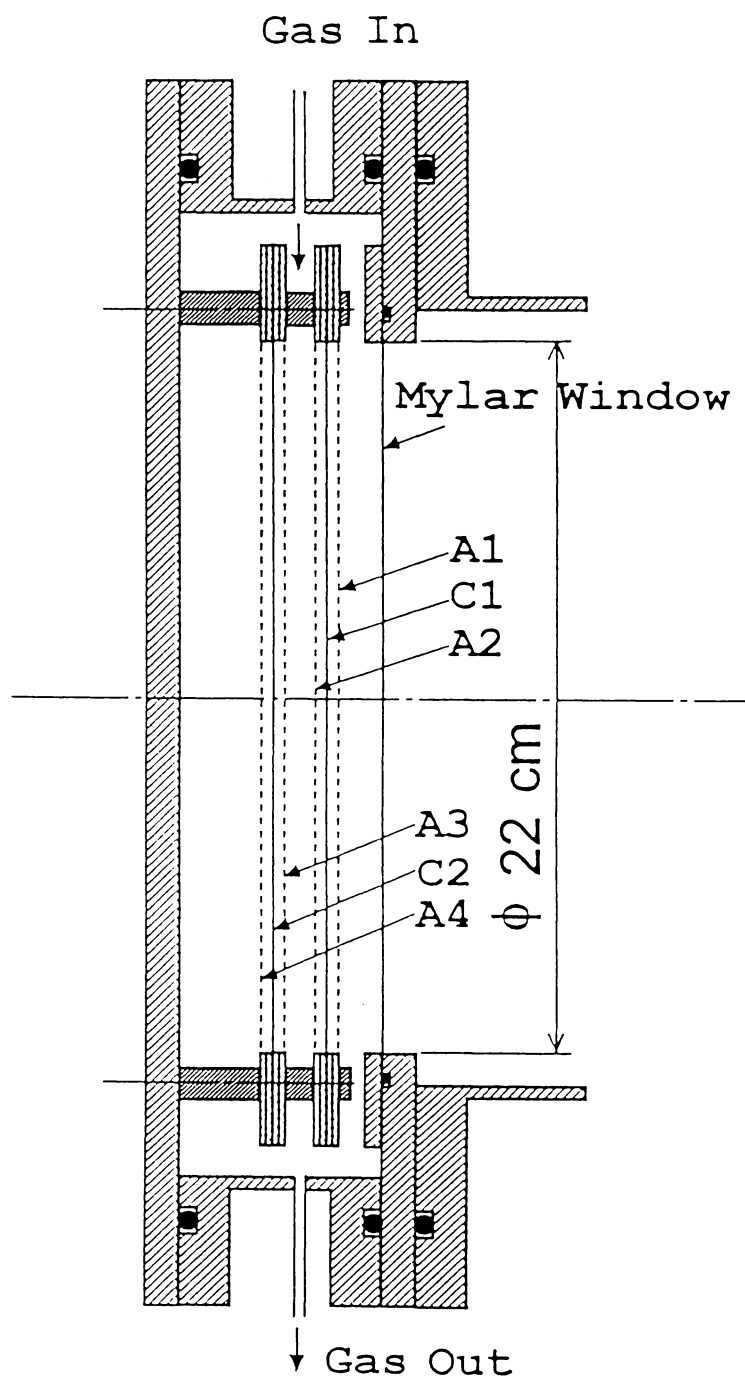


図 4-9 PPAC-B の構造。A₁、A₂、A₃ および A₄ はアノード電極、C₁ と C₂ はカソード電極を表す。

距離は 3.6 mm とし、両アノード電極 (A_2 と A_3) 間の距離は 8 mm とした。これらの電極群を、図 4-9 に示すアルミニウム製容器の中央部に入れた。この中は、流量 200 ml/min でイソブタンガスを流し、圧力を 5 Torr に保った。

C_1 電極には、前置増幅器を通じて -400 V を印加した。また A_1 と A_2 は接地電位に保った。 ^{252}Cf の自発核分裂片を真空側から入射して得た C_1 電極からの出力パルスの立ち上がり時間をオシロスコープで観測したところ、約 15 ns であった。

A_3 と A_4 電極を用い、次のような方法で位置決定ができるように設計した。すなわち、3 本のタンゲステン線は電氣的に接続して幅 0.6 cm の小電極を構成した。さらに隣り合う小電極間は 450 Ω の抵抗で接続した。核分裂片が通過すると、電離が起こり、次いでガス増幅により増倍された電子群は特定の小電極に集められる。同時にこれらの電子による電荷は、抵抗によって決定される比で小電極群の両端に配分される。この両端に現れる誘導電荷をそれぞれ電荷有感型の前置増幅器で電気信号に変換し、これを時定数 5 μs の主増幅器で波形整形および増幅する。そして、この両端のパルス波高を比較することにより、電離とガス増幅が起こった小電極、すなわち核分裂片の入射位置が決定できる。

(2) 時間分解能

この検出器の時間分解能は、 ^{252}Cf の自発核分裂片を真空側から PPAC-B 部に入射し、 A_1 と A_2 に現れる信号の時間差を以下のように測定することにより決定した。まず、それぞれの電極に誘起されるパルスを電圧有感型の高速増幅器で増幅した。このうち一方の信号を時間差波高変換器のスタート、もう一方をケーブルを用いて適当に遅らせてストップとして入力した。両者の時間差スペクトルはガウス型の分布を示したので、これにフィットして半値幅 $FWHM_{ex}$ を求めた。この値は、 A_1 と A_2 電極の半値幅 ($FWHM_{A1}$ と $FWHM_{A2}$) を用いて次のように表すことができる。

$$FWHM_{ex}^2 = FWHM_{A1}^2 + FWHM_{A2}^2 \quad (4-9)$$

ところで、 C_1 電極の分解能は A_1 および A_2 の分解能に等しいとすれば、

$$FWHM_{C1} = FWHM_{ex} / \sqrt{2} \quad (4-10)$$

で表される。実際に測定して得られた $FWHM_{C1}$ の値は 0.89 ns であった。

(3) 位置分解能

$^{235}\text{U}(n_{th}f)$ 反応により生成された核分裂片を PPAC-B に入射し、X 電極両端に現れるパルス波高 P_{x1} と P_{x2} を 2 次元上にプロットしたのが図 4-10 である。データ点がそれぞれ原点を中心とした直線上に現れているのがわかる。この線 1 本 1 本が小電極に相当する。図 4-11 の実線は P_{x1} と P_{x2} のパルス波高を比べることで得られた X 座標スペクトルである。ピーク間の距離は小電極間の幅に等しく、6 mm となった。それぞれの小電極がはっきりと分離されていることから、この PPAC の位置分解能はほぼ 6 mm であるといえる。

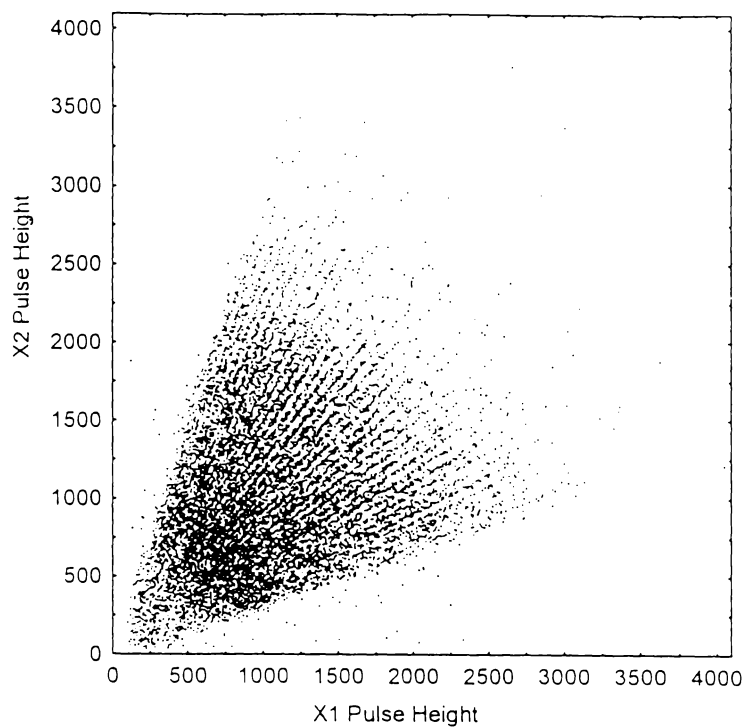


図 4-10 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ による核分裂片を PPAC-B に入射し、 A_4 電極の両端で得られたパルス波高 (P_{X1} と P_{X2}) の分布。

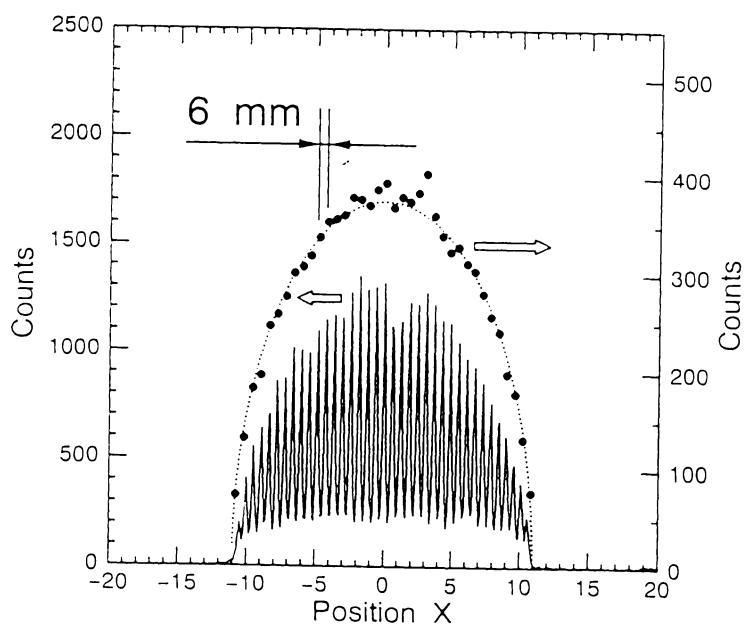


図 4-11 実線は PPAC-B に入射する $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ の核分裂片の X 座標スペクトル。●は小電極ごとに X 座標スペクトルを積分したもの。点線は●を円周を与える関数でフィットした結果。

図 4-11 の黒丸は、位置スペクトルを小電極ごとに積分したものを小電極の位置に対して示したものである。全体的に山型の分布を示すのは、PPAC-B が円形の有感面積を持つためである。黒丸の分布を円周を与える関数でフィットした結果を図 4-11 に点線で示す。全体として黒丸と破線はよく一致していることから、位置によらず検出効率は一定であることがわかる。図 4-2 で示したように、PPAC で得られるパルス波高はノイズレベルに対して十分高く、ディスクリにより両者は十分に分離できるので、検出効率はほぼ 100 % である。

4.3 節 1V1E 法による ^{235}U 熱中性子核分裂片の同時計測

4.3.1 1V1E 法の原理

核分裂を起こす複合核の質量数を A_c 、中性子放出前の質量数を m_i^* ($i=1, 2$) とする。ここで SSBD によって検出された核分裂片には添字 1 を付け、PPAC で測定されたものについては添字 2 を付けて表す。また、即発中性子を放出することにより核分裂片の質量数は m_i ($i=1, 2$) になるとする。中性子放出前の諸量には記号 * を右肩に付ける。

運動量の保存により、

$$m_1^* V_1^* = m_2^* V_2^* \quad , \quad (i=1, 2) \quad , \quad (4-11)$$

が成り立つ。実際に測定されるのは中性子放出後の速度 V_i ($i=1, 2$) であるが、中性子は核分裂片が十分加速された後に核分裂片の重心系で等方的に放出されるので、その平均値 \bar{V}_i は近似的に

$$\bar{V}_i^* = \bar{V}_i \quad , \quad (i=1, 2) \quad , \quad (4-12)$$

となる。Schmitt の式^[42]により、エネルギーと SSBD からのパルス波高との間には、

$$E_1 = (a + a' m_1) X_1 + b + b' m_1 \quad , \quad (4-13)$$

が成り立つ。ここで、 X_1 はパルス波高に比例したチャンネルで、 a, a', b および b' はエネルギー較正定数である。また、

$$m_1^* + m_2^* = A_c \quad , \quad (4-14)$$

が成り立つ。質量数に依存した平均中性子放出数を ν とすると、

$$m_1 = m_1^* - \nu_1 \quad , \quad (4-15)$$

となる。式(4-11)～(4-15)から V_i^* ($i=1, 2$)、 V_1 および m_2^* を消去すると、

$$C_1 m_1^{*3} + C_2 m_1^{*2} + C_3 m_1^* + C_4 = 0 \quad , \quad (4-16)$$

$$C_1 = V_2'^2 - 2(a'X_1 + b') \quad , \quad (4-17)$$

$$C_2 = -2(aX_1 - a'v_1X_1 + b - b'v_1) - V_2'^2(2A_c + v_1) \quad , \quad (4-18)$$

$$C_3 = V_2'^2(A_c^2 + 2A_c v_1) \quad , \quad (4-19)$$

$$C_4 = -V_2'^2 A_c v_1 \quad , \quad (4-20)$$

が得られる。よって、 X_1 と V_2 を同時計測すれば、式(4-16)～(4-20)から m_1^* を決定することができる。 m_1^* が求まると、式(4-14)から m_2^* も決定される。

4.3.2 実験方法

(1) 実験配置

実験は第3章で述べた2V2E法の実験と同じく、KURのスーパーミラー中性子導管設備からの熱中性子を用いて行った。中性子導管出口における実験配置を図4-12に示す。ステンレス鋼製の真空槽の中央に ^{235}U ターゲットとSSBDを置いた。この真空槽にはステンレス鋼製の核分裂片飛行管が接続しており、その先端部に仕切り膜を介してPPAC-Aがある。ターゲットからSSBDまでの距離を3.5 cm、PPAC-Aまでの距離を91 cmとした。真空槽は油回転ポンプにより 10^{-3} Torr程度まで排気した。

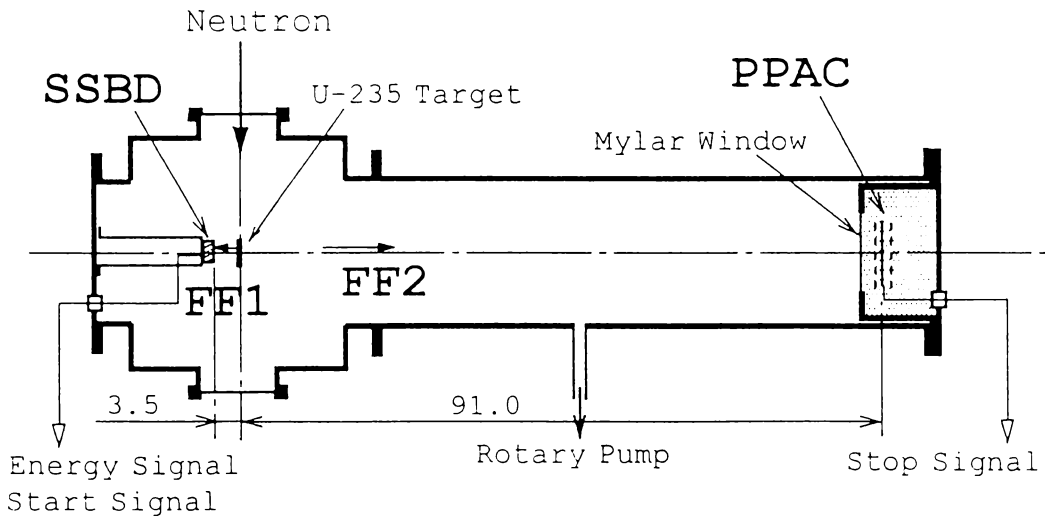


図4-12 IVIE法による $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片測定のための実験配置。PPACとしてタイプAのものを用いてある。数字の単位はcm。

(2) ^{235}U ターゲット

^{235}U ターゲットは3章で述べたラッカー法^[43]により製作した。使用したターゲットは ^{235}U 試料の直径が8 mmで、厚さが約 $5\text{ }\mu\text{g}^{235}\text{U}/\text{cm}^2$ のものである。

(3) 検出器

使用したSSBDは、ORTEC社製の重荷電粒子検出用（F-series）のものをを用いた。実際に使用したSSBDの有感面積は 400 mm^2 、比抵抗が $390\text{ }\Omega\text{cm}$ であった。バイアス電圧は、漏れ電流を考慮して常に60 Vがかかるように調整した。

PPAC-Aの動作条件として、ガス圧力を5 Torr、印加電圧を -390 V とした。

(4) 測定回路

測定回路を図4-13に示す。核分裂片1 (FF1) はSSBDで検出し、その信号を電荷有感型前置増幅器で増幅した。このうちエネルギー信号を時定数 $1\text{ }\mu\text{s}$ の主増幅器で波形整形および増幅した後、4,096チャンネルのアナログデジタル変換器 (ADC) でデジタル信号化した。FF2の飛行時間は、SSBDの時間信号とPPACの時間信号の差から決定した。こ

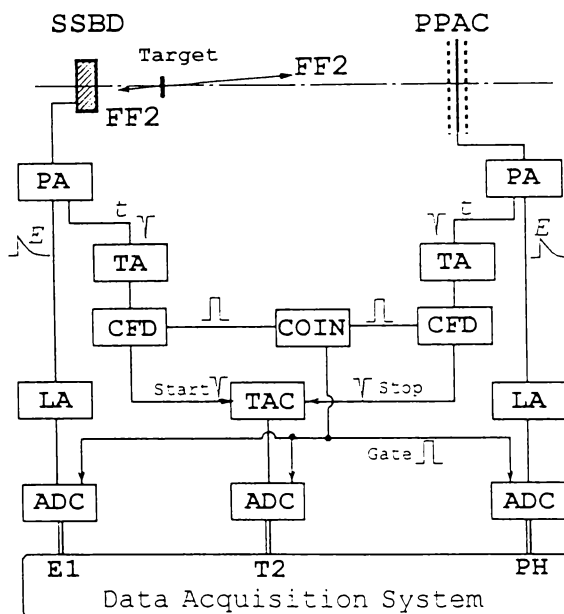


図4-13 1V1E法による $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片の測定回路図。ただし、PA(前置増幅器：Preamplifier)、TA(タイミング増幅器：Timing amplifier)、CFD(コンスタントフラクション弁別器：Constant fraction discriminator)、TAC(時間差波高変換器：Time-to-amplitude converter)、LA(主増幅器：Linear Amplifier)、COIN(コインシデンス回路：Coincidence)、ADC(アナログデジタル変換器：Analog-to-digital converter)を表す。

の時間差は時間差波高変換器（TAC）によって時間に比例したパルスに変換し、おなじく ADC でデジタル化した。2 つの核分裂片が同時に計測される場合に限り、これらのデジタル化された信号をコンピュータにリストモードで取り込んだ。なお、PPAC で得られる信号の波高値が、核分裂片によらずノイズレベルよりも十分高いことを確認するために、この波高値も同時に記録した。

4.3.3 データ解析の方法

(1) SSBD のエネルギー較正

FFI のエネルギーは、式(4-13)を用いて較正した。この式に含まれる定数 a, a', b と b' は、式(3-9)～(3-12)を用いて決定した。ただし式(3-9)から(3-12)に含まれる定数 c_1, c_2, d_1 と d_2 は、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ 反応の核分裂片に対するパルス波高スペクトルのピークチャンネルから決定する場合、Schmitt ^[42] らによりそれぞれ 30.9734、0.04596、87.8626 および 0.1345 と報告されているので、これらの値を使用した。

(2) 飛行時間の較正

核分裂片 2 の飛行時間チャンネル T_2 と飛行時間 t_2 は以下の式で結ばれる。

$$t_2 = uT_2 + w \quad (4-21)$$

ここで、 u はタイムキャリブレータを用いて決定した。また、Geltenbort ら ^[44] は、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ について、重および軽核分裂片の平均速度をそれぞれ $\langle V_H \rangle = 0.973$ 、 $\langle V_L \rangle = 1.432$ cm/ns と報告している。従って、 w は軽核分裂片のピークの中心チャンネル T_L を用いて

$$\left(\frac{L}{\langle V_L \rangle} - \frac{d}{\langle V_H \rangle} \right) = uT_L + w \quad (4-22)$$

から求めることができる。ただし L と d は、それぞれターゲットから PPAC までの距離とターゲットから SSBD までの距離を表す。

(3) 補正

式(4-18)から(4-20)に含まれる中性子放出数 ν_1 として、Wahl の評価値 ^[45] を用いた。また、ターゲットの厚さは $5 \mu\text{g}^{235}\text{U}/\text{cm}^2$ と薄いので、核分裂片がターゲットで失うエネルギーは少ない。従って、ターゲット内でのエネルギー損失は補正していない。

4.3.4 実験結果

(1) 実験データ

実験の結果得られた FF1 のパルス波高スペクトルと FF2 の飛行時間スペクトルをそれぞれ図 4-14 の (a)と(b) に示す。ただし、チャンネル数を 4,096 から 126 に縮約した。

図 4-15 に PPAC の C 電極から得たパルスの波高分布を示す。さらにこの分布を軽核分裂片と重核分裂片の成分に分けたものも示した。核分裂片によって生成された 1 次

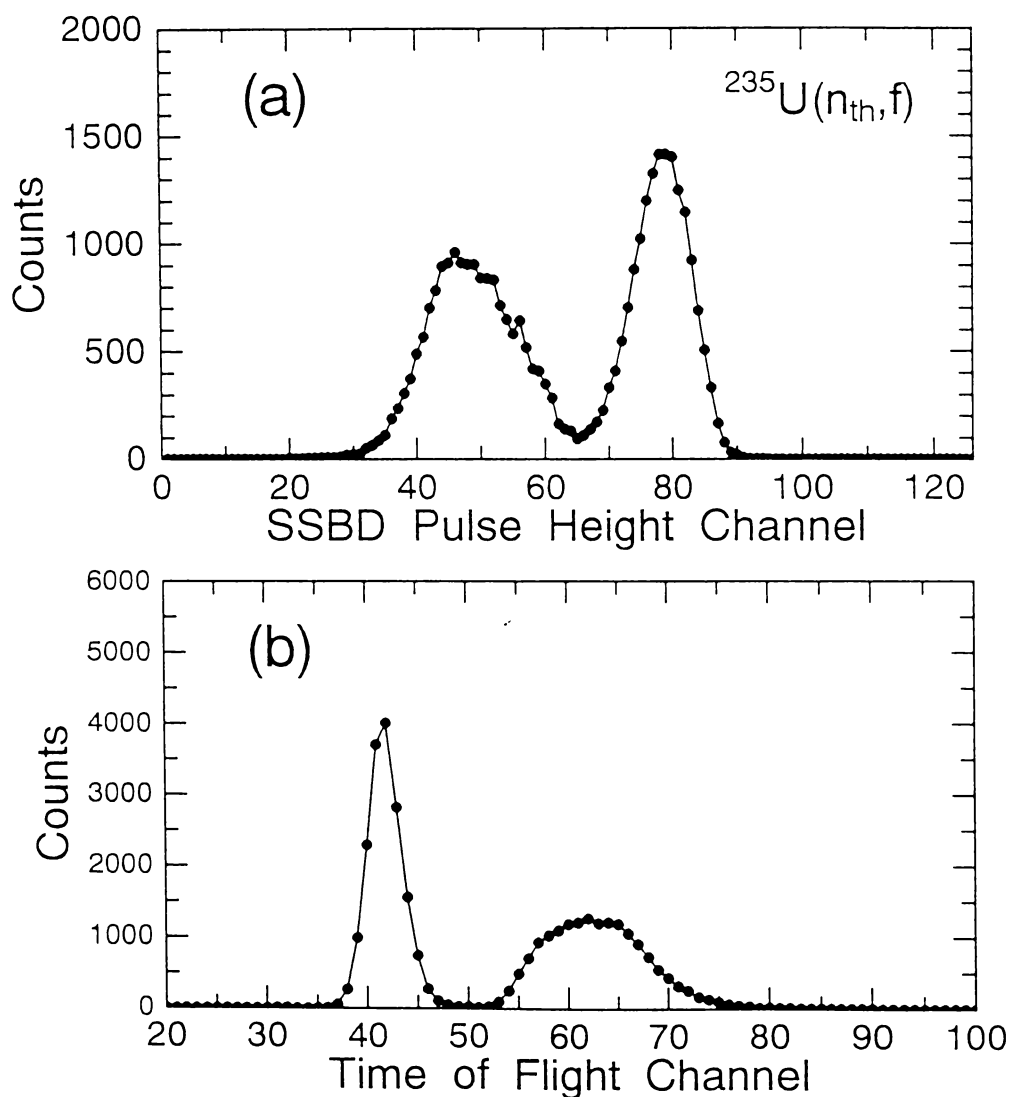


図 4-14 IVIE 法で測定した $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ の核分裂片の (a) エネルギースペクトルと (b) 飛行時間スペクトル。

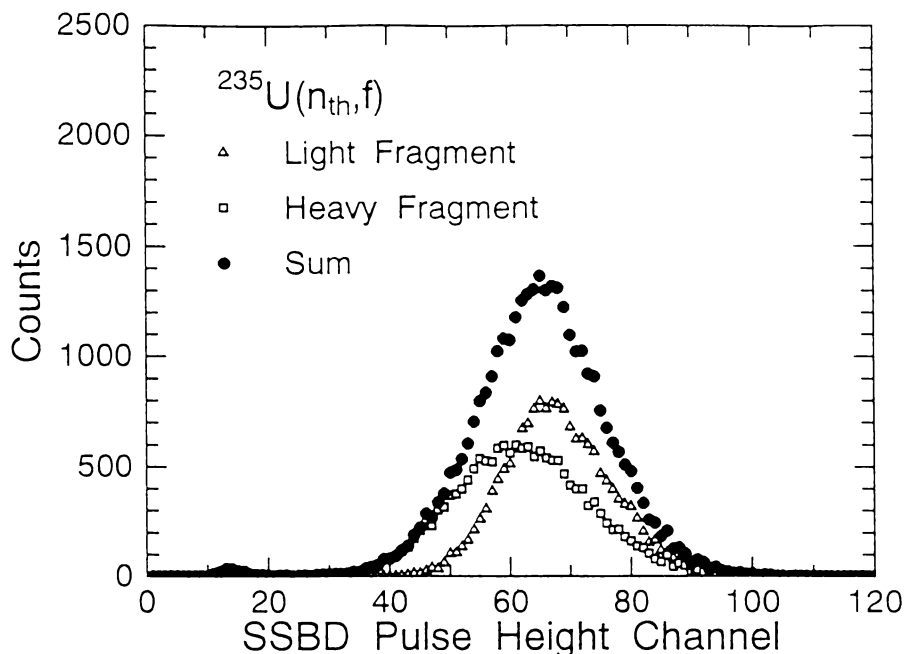


図 4-15 PPAC-A で得られた $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ の核分裂片のパルス波高分布 (●)。
このうち、軽核分裂片と重核分裂片による分布を、それぞれ Δ と \square で示した。

電子の数 N_0 にはほぼ比例した電荷がカソードに誘起されると考えると、軽核分裂片の方が重核分裂片よりエネルギーを多く失うことがわかる。また、核分裂片によるパルス波高はノイズレベルより十分大きいので、核分裂片によるパルスはノイズから十分に弁別できることもこの図から言える。

(2) 解析結果

解析の結果得られた $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ の核分裂片の質量数分布を図 4-16 に示す。比較のために、この図には Neiler ら^[22] および Geltenbort ら^[44] の結果も示す。全体としてそれらとよい一致を示した。実験の結果には質量数 96 u と 140 u にピークが確認される。これらのピークも他の 2 つの結果でも観測されている。また、質量数 93 u と 143 u のところに肩の構造が見らるが、これらも他の 2 つの実験結果に共通した傾向である。

核分裂片が持つ運動エネルギーの平均値 $\overline{E}(m^*)$ を図 4-17 に示す。比較のために、この図には Schmitt ら^[21] と Benett ら^[23] の結果を示した。本実験で得られた $\overline{E}(m^*)$ は、他の 2 つの結果とよい一致を示している。次に、全運動エネルギーの平均 \overline{TKE} を図 4-18 に示す。比較のため、同図には Schmitt ら^[21] のデータを示す。本実験値は Schmitt らの結果にはほぼよく一致している。

ここで得られた実験値は、質量数分布および運動エネルギー分布ともこれまでの実験データとほぼよく一致した。従って、ここで試作した PPAC-A および市販の SSBD を

用いて構成した IVIE 法の測定システムは、核分裂片の質量数と運動エネルギーを求めるのに適していると結論できる。

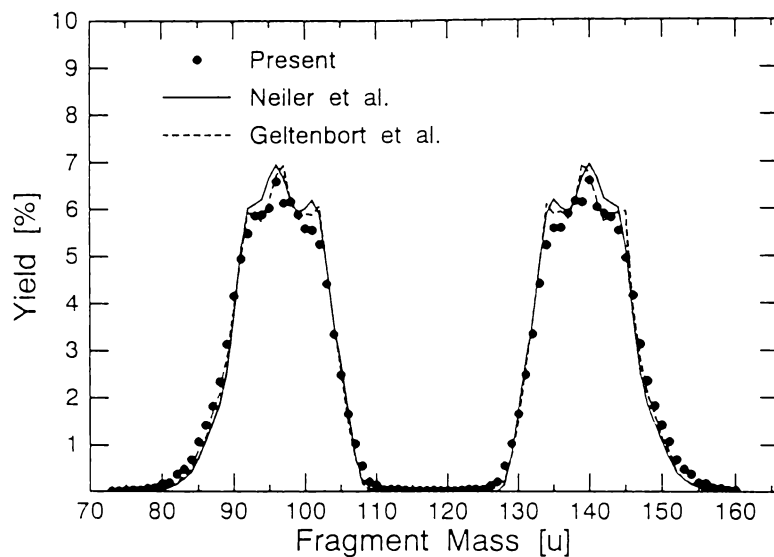


図 4-16 質量数分布 $Y(m^*)$ 。Neiler ら^[22] と Geltenbort ら^[44] のデータをそれぞれ実線と破線で示す。

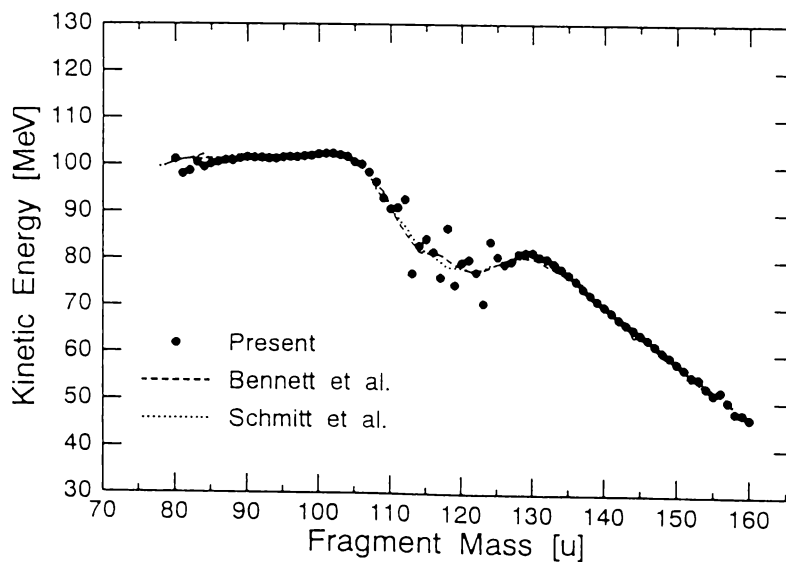


図 4-17 核分裂片の平均運動エネルギー $\bar{E}(m^*)$ 。Bennett ら^[23] と Schmitt ら^[21] の実験値をそれぞれ破線と実線で示す。

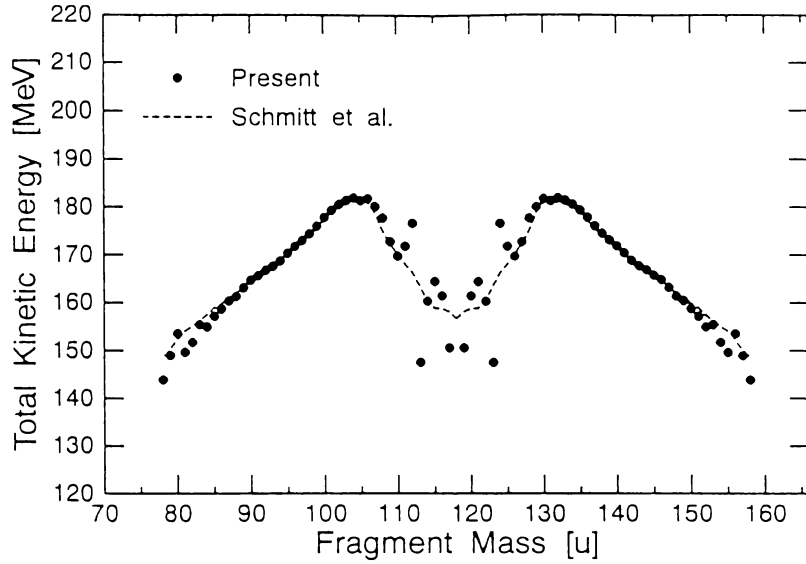


図4-18 核分裂片の平均全運動エネルギー $\overline{TKE}(m^*)$ 。破線は Schmitt ほか^[21]の実験値。

4.4 節 核分裂片と中性子の同時計測システム

4.4.1 実験配置

前節で述べた IVIE 法による2つの核分裂片の測定配置に新たに中性子検出器を組み合わせるによりシステムを構成した。この実験配置を図4-19に示す。真空実験槽中に ^{235}U ターゲットを設置した。 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ 反応で生成したFF1とFF2は、それぞれターゲットの両側に設置したSSBDとPPACで検出した。ただし、PPACとしてタイプBの検出器を用いた。FF1のエネルギーはSSBDのパルス波高から決定し、FF2の速度はSSBDとPPACの信号をそれぞれスタート時間とストップ時間とする飛行時間法で決定した。ここで、ターゲットとSSBD間の距離を2.0 cm、ターゲットとPPACの時間電極の中心までの距離を31.8 cmとした。そして前節で記述した方法でそれぞれの核分裂片の質量数とエネルギーを決定した。

次に、FF1から放出された中性子を検出するために、SSBDの後方、ターゲットから75.8 cm離れた位置に液体シンチレータ(NE213)を設置した。この中性子のエネルギー

ーは、SSBD の信号をスタート時間、NE213 の信号をストップ時間とする飛行時間法で決定した。このシンチレータの周りには、バックグラウンド γ 線を低減させるために、中性子の入射窓を除いて厚さ 10 cm の鉛で覆った。さらに、この周りを厚さ 15 cm のパラフィンで覆うことで周囲の壁で散乱されて入射する中性子を遮蔽した。

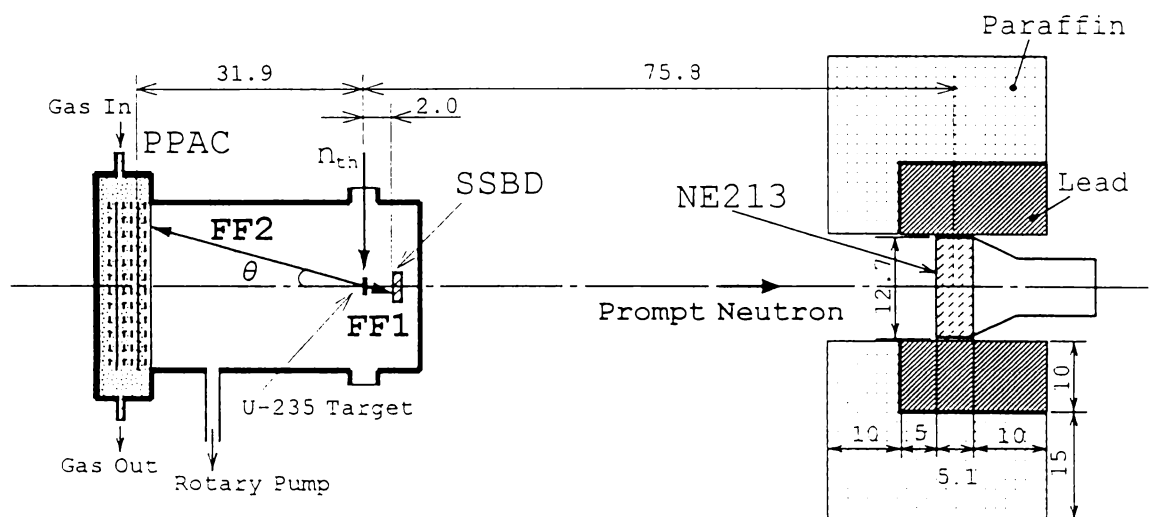


図 4-19 核分裂片と中性子の同時計測システムの実験配置。数字の単位は cm 。

4.4.2 真空実験槽

真空実験槽は、ターゲットと SSBD を設置する中心容器と、ここに接続した核分裂片の飛行管から成っており、いずれもアルミニウム製とした。中心容器には、熱中性子を真空槽に導くために、厚さ 0.5 mm のアルミニウムでできた窓を設けた。中心容器と核分裂飛行管は、油回転ポンプにより約 5×10^{-3} Torr に排気した。4.2.2 節で記述したように、核分裂飛行管の先端は、仕切り膜を介して PPAC に接続した。

4.4.3 ターゲット

^{235}U ターゲットは、 $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ をニッケル箔上に電着することで製作した。はじめに硝酸ウラン(^{235}U の純度 99.9 %)を 32.5 mg 取り、これに 0.5 cc の硝酸を入れ、ヒーターで暖めて乾燥させることで $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ にした。これにイソプロピルアルコールを加えて 1.0 mg $^{235}\text{U}/\text{ml}$ の基準液を作った。この基準液を適量とり、2.0 ml のイソプロピルアルコールの入った電着槽中に滴下した。この電着槽の下には、シリコンゴムの O-リングを介してニッケル箔を固定し、この箔を電着液に接するようにした。このニッケル箔(米 CCA 社製)は厚さ $0.1\text{ }\mu\text{m}$ ($90\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$) で、薄い銅箔の上に付いたものである。この箔を接地電位にし、電着槽に直径 0.7mm の白金線を浸けた。この白金線に約 300 V の正電圧を印加して、アルコール中に存在する $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ をニッケル箔上に電着した。電着時間は約 20 分とし、電着終了後この箔を直径 8 mm の穴の空いたステンレス鋼製のホルダーに挟んだ。そしてこの箔をトリクロル酢酸(1.2g)と濃アンモニア水(12 ml)の混合溶液に浸けることで銅バッキングを溶かし、ターゲットを完成した。

ターゲットの電着層の厚さは、 ^{235}U の α 崩壊率を測定することにより決定した。実際に使用したターゲットの厚さは $140\text{ }\mu\text{g}^{235}\text{U}/\text{cm}^2$ であった。

4.4.4 核分裂片検出器と中性子検出器

FF1 を検出するための SSBD として、ORTEC 社製の重荷電粒子検出用 (F-series) のものを用いた。実際に使用した SSBD は有感面積 900 mm^2 、比抵抗値 $600\text{ }\Omega\text{cm}$ のものであった。

PPAC-B の構造と特徴については 4.2.2 節で示したように、この検出器は核分裂片の入射位置を 2 次元で読み取れるように設計した。この位置情報から FF2 の飛行方向 (θ, φ) を決定することができる。さらに、熱中性子核分裂反応のように複合核が静止していると近似できる場合、この θ は FF1 の飛行角度に等しくなる。厳密にいうと、それぞれの核分裂片から中性子が放出されるので、2 つの核分裂片の飛行軸は 180° から少しずれる。しかし、Haninger ら^[46] が $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ において測定したこのずれ角は高々 0.9° であり、実際には無視できる。なお、ターゲットから見た SSBD と PPAC の立体角は PPAC の方が小さい。従って FF1 と FF2 の同時計測を行った場合、 θ の取りうる範囲は PPAC の半径 (11 cm) で決まり、その最大値 θ_{max} は 19° である。

中性子検出器の NE213 シンチレータとして、直径が 12.8 cm、厚さが 5.1 cm の円筒型のものを用いた。中性子によるシンチレーション光は光電子増倍管 (HAMAMATSU, R1250) により電気信号に変換した。この光電子増倍管の動作電圧は $-1,500\text{ V}$ とした。時

間信号として用いるアノード信号の立ち上がり時間は 2.5 ns であった。中性子検出器の弁別レベルは ^{22}Na からの γ 線を用いて決定し、中性子エネルギーで 0.2 MeV とした。中性子とバックグラウンド γ 線を弁別するために、波形弁別法^{[47][48][49]}を採用した。すなわちシンチレーション検出器のダイノード信号を遅延増幅器で増幅した後、そのパルス信号の立ち上がり時間を記録した。実際の実験に際して、中性子と γ 線の入射による立ち上がり時間の違いを ^{252}Cf 自発核分裂片からの中性子と γ 線を用いて調べた。この結果、中性子と γ 線が弁別できる立ち上がり時間は、パルス波高によらず一定であった。なお、NE213 の検出効率については次章の中の 5.5.3 で述べる。

NE213 で検出される中性子の飛行経路上には、SSBD と真空実験槽の壁などが存在している。これらの障害物を通過する際の中性子エネルギースペクトルの変化を調べるために、MCNP 4A^[50]によるモンテカルロ計算を行った。計算に使用した体系は、実験配置を考慮して図 4-20 のようにした。まず、図の左端に中性子源を置き、ここから放出された中性子が厚さ 1 mm の ^{29}Si 、コネクタを模擬した天然の Cu、および真空実験槽の壁

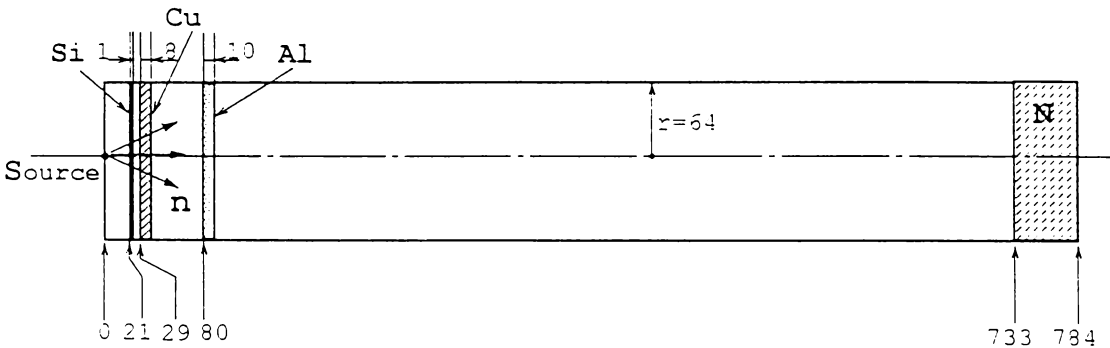


図 4-20 モンテカルロ計算に用いた検出器と障害物の幾何学形状。領域 N は中性子検出器を表す。数字の単位は cm。

に相当する厚さ 10 mm の ^{27}Al を通過して N と記された中性子検出器に入るとした。この体系の外枠は、中性子検出器と等しい半径を有する円筒形であると考えた。そして、この枠の外へ逃げた中性子の追跡は中止した。中性子源のエネルギースペクトルは、次式で表される Watt 型の $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂スペクトルを持つとした。

$$\Phi(E_n) = C \exp(-E_n/a) \sinh \sqrt{bE_n} \quad (4-23)$$

ただし、 a と b の値は $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の場合、それぞれ 0.988 と 2.249 とした^[50]。実際の計算では 3,000,000 個の中性子を発生させ、上記の障害物がある場合とない場合の、領域 N におけるスペクトルの違いを調べた。計算した結果を図 4-21 に示す。ただし、それぞれの中性子スペクトルは全体として 1 となるように規格化した。解析の結果、中性子経路に障害物が

ある場合とない場合のエネルギースペクトルの変化は1% 以下であった。よって、障害物の実験への影響はないとした。

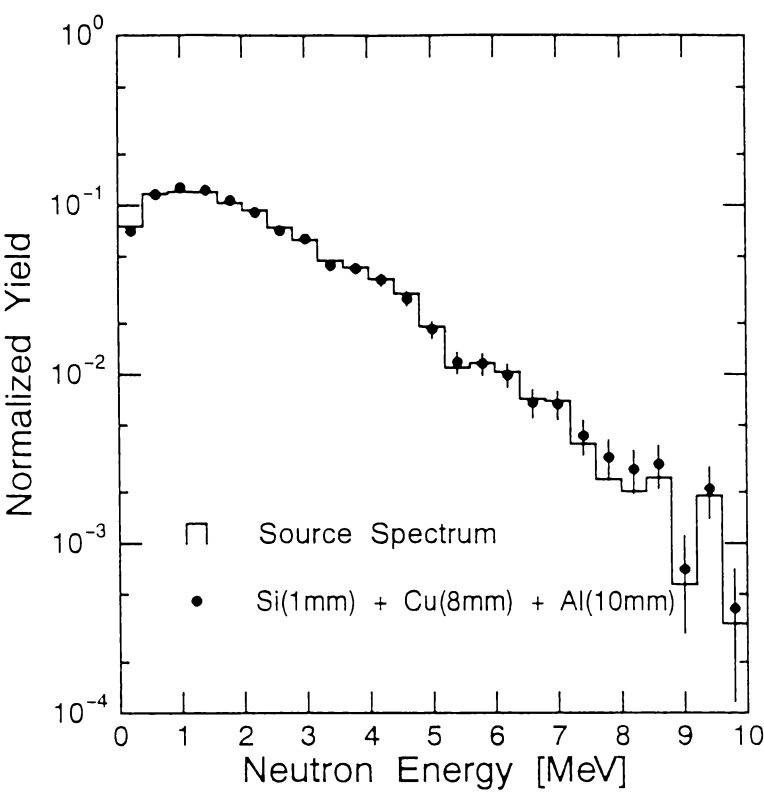


図 4-21 モンテカルロ計算で得られた中性子検出器位置での $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ の中性子エネルギースペクトル。階段状の分布は障害物がない場合、● は障害物のある場合のスペクトルを表す。

4.4.5 測定回路

核分裂片と中性子の同時計測のための測定回路を図 4-22 に示す。SSBD に接続した前値増幅器から、FF1 のエネルギーと時間信号を得た。次にこの時間信号と、PPAC の C₁ 電極から得られる時間信号との差から、FF2 の飛行時間を得た。また、これら 2 つの時間信号が 1 μs 以内に検出された場合を 2 つの核分裂片の同時計測とみなした。PPAC の A₃ と A₄ 電極からは、それぞれ FF2 の入射位置 Y と X を読み取った。このために、A₃ 電極の両端に誘起される電荷に比例したパルス波高 (P_{Y1}, P_{Y2}) と、A₄ 電極の両端からのパルス波高 (P_{X1}, P_{X2}) をデータとして取り込んだ。

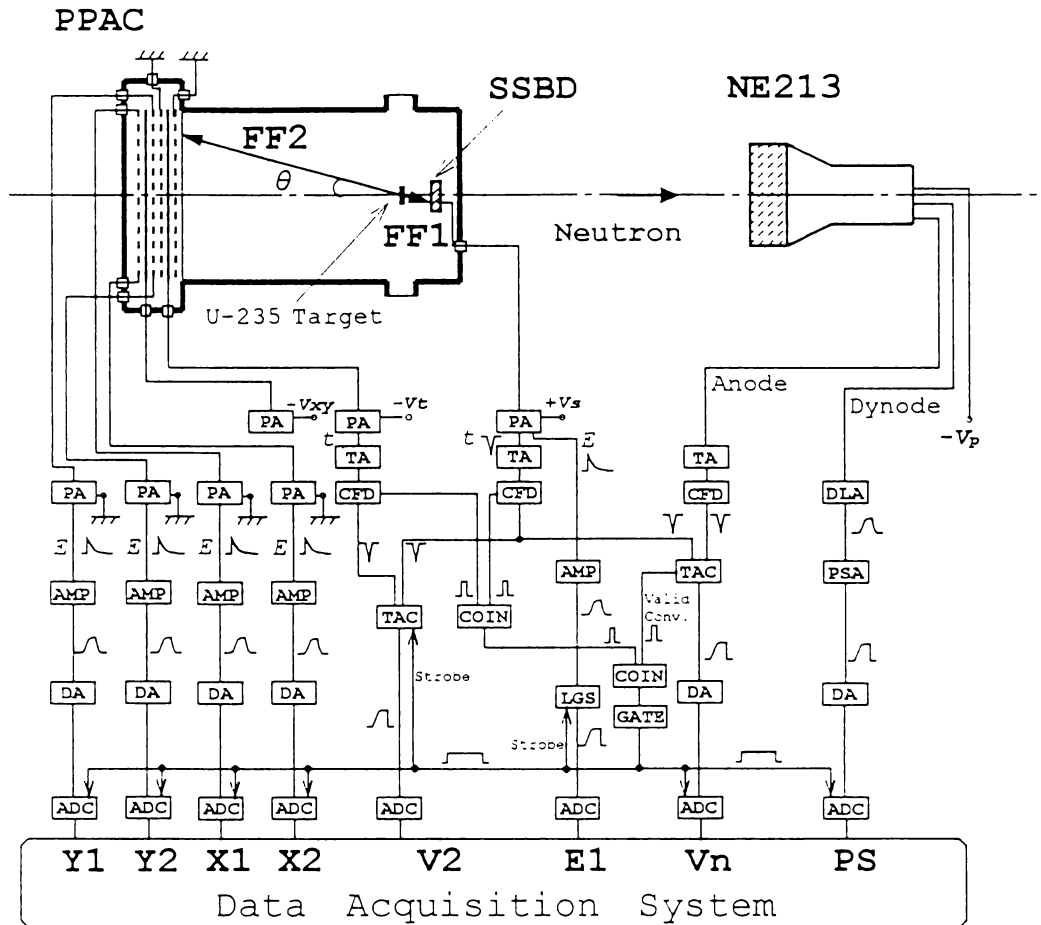


図 4-22 核分裂片と中性子の同時計測システムにおける測定回路図。ただし、PA (前置増幅器 : Preamplifier)、TA (時間増幅器 : Timing amplifier)、AMP (主増幅器 : Amplifier)、CFD (コンスタントフラクション弁別器 : Constant fraction discriminator)、TAC (時間差波高変換器 : Time-to-amplitude converter)、DL (遅延回路 : Delay amplifier)、COIN (コインシデンス回路 : Coincidence)、DLA (遅延増幅器 : Delay line amplifier)、GATE (ゲート信号発生器 : Gate generator)、LGS (リニアゲートストレッチャー : Linear gate and stretcher)、ADC (アナログ-デジタル変換器 : Analog-to-digital converter) を表す。

FF1 から放出された中性子の飛行時間は、FF1 の時間信号をスタート信号、中性子検出器のアノード信号をストップ信号として決定した。この際に用いる TAC は、FF1 の到着から 200 ns の間だけゲートを開くように設定した。この間に中性子が入射した場合に限って TAC は信号を出力するので、この信号を中性子検出の事象とした。そして、この中

性子信号と、2つの核分裂片の同時計測信号が $1\text{ }\mu\text{s}$ 以内で一致した場合を核分裂片と中性子の同時計測とみなした。これら3つの同時計測が確認された場合にゲートを作り、このゲートが発生した場合のみデータとして取り込んだ。なお、中性子検出器のダイノード信号は、遅延増幅器を通じて波形弁別回路 (PSA) に入力される。そしてこの入力するパルスにかけたディスクリの高さをもって中性子検出器の弁別レベルとした。このレベルは、4.4.4節で記述したように、中性子エネルギーで 0.2 MeV とした。このダイノード信号から決定される弁別レベルは、アノード信号から決定される弁別レベルより高く設定した。したがって、FF1 と FF2 および中性子の同時検出を確認するゲート信号が現れても、PSA から信号が現われないことがある。実際の測定では、PSA 信号が現われる場合に限って8個の信号をコンピュータに記録した。

4.5 節 結言

核分裂片の速度とエネルギーおよび核分裂片から放出される中性子の数とエネルギーを調べるための測定システムを構築した。このシステムは、2つの核分裂片検出器としてのSSBDとPPACおよび中性子検出器としてのNE213の組み合わせからなる。まずFF1のエネルギーをSSBDのパルス波高から決定し、FF2の速度をSSBDとPPACの時間差から決定した。そしてFF1から放出される中性子のエネルギーは、SSBDとNE213からの信号をそれぞれスタートとストップ信号とする飛行時間法で決定した。

このシステムを構築するために、2種類のPPACを設計製作した。このうち、PPAC-A 検出器はこのシステムの予備的な実験を行うために製作したものである。これを用いてイソブタンガスの圧力 p と印加電圧 V に対するガス増幅特性を測定することにより、検出器の動作条件を決定した。その結果、 p として5 Torr、 V としては放電しない程度に高い -390 V で使用することにした。また、このPPAC-AにSSBDを組み合わせたIVIE法により、 $^{235}\text{U}(n_{\text{mf}})$ で生成される核分裂片を測定した。その結果、得られた質量数分布と運動エネルギー分布は、これまでの実験値をよく再現したことから、PPAC-Aを用いたIVIE法が核分裂片を測定し質量数分布と運動エネルギー分布を求めるのに有用であることを示した。

次にPPAC-Bは、核分裂片と中性子の同時計測用に製作したものである。これは核分裂片の計数率を上げるために、有感部分を大きくし、直径22 cmの円形とした。また、時間分解能を上げてFF2の飛行距離を短くできるように、その時間電極と位置決め電極を独立させた。FF2の入射位置はFF2の飛行距離の補正をするとともに、FF1から放出される中性子の飛行角度 θ を決定するものである。核分裂片と中性子の同時計測システムは、このPPAC-BとSSBD、さらにNE213を組み合わせて構成した。バックグラウンド γ 線を

低減させるために NE213 の周りを鉛で囲み、さらにパラフィンの遮蔽体によって散乱による中性子の混入を防いだ。また、波形弁別法により、NE213 の信号のうちバックグラウンド線によるものを取り除いた。NE213 で検出される中性子の飛行経路上には、SSBD とアルミニウム製の真空実験槽が存在しているが、これによる中性子スペクトルの変化を MCNP 4A によるモンテカルロ計算で評価した。この結果、飛行経路上の障害物による平均中性子エネルギーの変化は 1 % 以下であり、その影響は無視できることを示した。

参考文献

- [1] K. Nishio, H. Yamamoto, I. Kanno, I. Kimura and Y. Nakagome, Nucl. Instrum. Meth. A **385** (1997) 171.
- [2] W. Frieze, S. Dhawan, A.A. Disco, L. Fajardo, R. Majka, J.N. Marx, P. Némethy, J. Sandweiss and A.J. Slaughter, Nucl. Instrum. Meth. **136** (1976) 93.
- [3] G. Gaukler, H.S.-Böcking, R. Schuch, R. Schulé, H.J. Specht and I. Tserruya, Nucl. Instrum. Meth. **141** (1977) 115.
- [4] A. Breskin, Nucl. Instrum. Meth. **141** (1977) 505.
- [5] A. Breskin and N. Zwang, Nucl. Instrum. Meth. **146** (1977) 461.
- [6] A. Breskin and N. Zwang, Nucl. Instrum. Meth. **144** (1977) 609.
- [7] G. Charpak, G. Petersen, A. Policarpo and F. Sauli, Nucl. Instrum. Meth. **148** (1978) 471.
- [8] A. Breskin, Nucl. Instrum. Meth. **196** (1982) 11.
- [9] C. Mazur and M. Ribrag, Nucl. Instrum. Meth. **212** (1983) 203.
- [10] S. Beghini, L. Corradi, J.H. He and A. Dal Bello, Nucl. Instrum. Meth. A **362** (1995) 526.
- [11] G. Andritsopoulos, Nucl. Phys. **A94** (1967) 537.
- [12] I. Kanno, Y. Nakagome and I. Kimura, J. Nucl. Sci. Technol. **25** (1988) 111.
- [13] K. Nishio, Y. Nakagome, I. Kanno, I. Kimura, J. Nucl. Sci. Technol. **32** (1995) 404.
- [14] H. Henschel, A. Kohnle, H. Hipp and G. Gönnerwein, Nucl. Instrum. Meth. **190** (1981) 125.
- [15] E. Konecny and H.W. Schmitt, Phys. Rev. C **172** (1968) 1213.
- [16] S.C. Burnett, R.L. Ferguson, F. Plasil and H.W. Schmitt, phys. Rev. C **3** (1971) 2034.
- [17] P. Glässel, R. Schmid-Fabian, D. Schwalm, D. Habs and H.U. v. Helmolt, Nucl. Phys. **A502** (1989) 315c.
- [18] J.C.D. Milton and J.S. Fraser, Phys. Rev. **111** (1958) 877.
- [19] J.C.D. Milton and J.S. Fraser, Can. J. Phys. **40** (1962) 1626.
- [20] R.D. Heil, J. Drexler, K. Huber, U. Kneissl, G. Mank, H. Ries, H. Ströher, T. Weber and W. Wilke, Nucl. Instrum. Meth. A **239** (1985) 545.

- [21] H.W. Schmitt, J.H. Neiler and F.J. Walter, Phys. Rev. **141** (1966) 1146.
- [22] J.H. Neiler, F.J. Walter and H.W. Schmitt, Phys. Rev. **149** (1966) 894.
- [23] M.J. Bennett and W.E. Stein, Phys. Rev. **156** (1967) 1277.
- [24] F. Pleasonton, Phys. Rev. **174** (1968) 1500.
- [25] C. Wagemans, E. Allaert, A. Deruytter, R. Barthélémy and P. Schillebeeckx, Phys. Rev. C **30** (1984) 218.
- [26] C. Wagemans, L. Demattè, S. Pommé and P. Schillebeeckx, Nucl. Phys. **A597** (1966) 188.
- [27] C. Budtz-Jørgensen, H.-H. Knitter, Ch. Straede, F.-J. Hambsch and R. Vogt, Nucl. Instrum. Meth. A **258** (1987) 209
- [28] M.N. Rao, S.R.S. Murthy and R.K. Choudhury, Nucl. Instrum. Meth. A **313** (1992) 227.
- [29] G. Simon, J. Trochon, F. Brisard and C. Signarbieux, Nucl. Instrum. Meth. A **286** (1990) 220.
- [30] Ch. Straede, C. Budtz-Jørgensen and H.-H. Knitter, Nucl. Phys. **A462** (1987) 85.
- [31] A. Benoufella, G. Barreau, M. Asghar, P. Audouard, F. Brisard, T.P. Doan, M. Hussonnois, B. Leroux, J. Trochon and M.S. Moor, Nucl. Phys. **A565** (1993) 563.
- [32] C. Budtz-Jørgensen and H.-H. Knitter, Nucl. Phys. **A490** (1988) 307.
- [33] M.S. Samant, R.P. Anand, R.K. Choudhury, S.S. Kapoor, K. Kumar, D.M. Nadkarni and A. Saxena, Pramana J. Phys. **40** (1993) 299.
- [34] M.S. Samant, R.P. Anand, R.K. Choudhury, S.S. Kapoor, and D.M. Nadkarni, Phys. Rev. C **51** (1995) 3127.
- [35] 畑健太郎、馬場宏、JAERI-memo, 63-247 (1988).
- [36] H. Henschel, A. Kohnle, H. Hipp and G. Gönnerwein, Nucl. Instrum. Meth. **190** (1981) 125.
- [37] G.F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons (1979) p.191.
- [38] T. Aoyama, Nucl. Instrum. Meth. A **234** (1985) 125.
- [39] W. Diethorn, US Atomic Energy Commission Report, NYO-6628 (1956).
- [40] P.P. Skakkeeb, A. Joseph, A.M. Vinodkumar, K.M. Varier and B.R.S. Babu, Nucl. Instrum. Meth. A **366** (1995) 320.
- [41] A. Zastawny, J. Sci. Instrum. **43** (1966) 179.
- [42] H.W. Schmitt, W.M. Gibson, J.H. Neiler, F.J. Walter and T.D. Thomas, in Proceedings of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vol. 1, IAEA (1965) p.531.
- [43] W. Parker, M. De Croës and K. Sevier, Nucl. Instrum. Meth. **7** (1960) 22.
- [44] P. Gelternbort, F. Gönnerwein and A. Oed, Radiation Effects **93** (1986) 393.
- [45] A.C. Wahl, At. Data and Nucl. Data Tables **39** (1988) 1.
- [46] T. Haninger, F.-J. Hartmann, P. Hofmann, Y.S. Kim, M.S. Lotfranaei, T. von Egidy, H. Märten, A. Ruben, Nucl. Phys. **A572** (1994) 294.
- [47] G.F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons (1979)
- [48] J. Cub, E. Finckh, K. Gebhardt, K. Geissdörfer, R. Lin and J. Strate, Nucl. Instrum. Meth. A

274 (1989) 217.

- [49] M. Moszynski, G.J Costa, G. Guillaume, B. Heusch, A. Huck, S. Mouatassim, Nucl. Instrum. Meth. A **350** (1994) 226.
- [50] J. Briesmeister (Editor), "MCNP-A General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4A", LA-12625-M (1993).

第 5 章 ^{235}U 熱中性子核分裂反応における核分裂片と中性子の同時計測

5.1 節 序言

本章では、第 4 章で述べたシステムを用いることによって、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ における核分裂片と中性子の同時測定を行い、核分裂片の質量数 m^* に対する中性子エネルギー $\bar{\eta}(m^*)$ 、および m^* と全運動エネルギー TKE に対する中性子放出数 $\nu(m^*, TKE)$ を取得し、得られた実験値を、まず[A]の立場にたつ BGM モデルで解析し、さらに[B] の立場にたつ Terrell の分離点モデルでも解析することにより、核分裂過程を考察する。

これまでの $\bar{\eta}(m^*)$ の実験例について見ると、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ ではその値と形状がかなりよく調べられている^{[1]-[3]}。これらの結果によれば、 $\bar{\eta}(m^*)$ は質量対称分裂を中心にはほぼ左右対称に近い分布をとる特徴がある。この分布形状は、鋸歯状の分布をした $\bar{\nu}(m^*)$ と大きく異なっている。熱中性子核分裂反応について最初に $\bar{\eta}(m^*)$ を測定したのは Milton と Fraser である^[4]。しかし、彼らがここで得た $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ と $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ のデータは統計精度が不十分であり、これによって核分裂過程に関する詳しい議論はできなかった。一方、ごく最近、Samant らは $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ において、核分裂片から放出される中性子のエネルギースペクトル $\phi(\eta)$ を核分裂片ごとに測定した^[5]。しかし、彼らの研究はいわゆる分離点以前の中性子の数の測定に重点がおかれており、また $\phi(\eta)$ については傾きから核分裂片の温度を決定しただけで、 $\bar{\eta}(m^*)$ の形状について詳しい議論を行っていない。そこで本研究では $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の $\bar{\eta}(m^*)$ をできるだけよい統計精度で測定することを第 1 の目的とした。そして、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ に見られる $\bar{\eta}(m^*)$ の分布が熱中性子核分裂反応にも共通する形状であるかに着目して解析した。なお、 $\bar{\eta}(m^*)$ と $\bar{\nu}(m^*)$ の分布の違いは、核分裂片の殻効果を受けたレベル密度パラメータの値によるものと考えられるが、これについては次の第 6 章で詳しく述べる。

中性子放出数は、核分裂片の励起エネルギーを最もよく反映する測定量である。核分裂反応で解放される Q 値に相当するエネルギーは、核分裂片の TKE と全励起エネルギー TXE に配分されるので、核分裂あたりの中性子放出数 ν^{tot} は、 TKE が増加するにつれて減少する。このことは $^{252}\text{Cf(sf)}$ や $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の測定から実際に確かめられている^{[2][3][6][7][8][9]}。

さらに、 TKE に対する v の変化を個々の核分裂片について得ることができれば、分離点における 2 つの核分裂片、 m_1^* と m_2^* 、の配置を決定することができる。すなわち、 TKE から分離点における電荷中心距離が決まり、さらにこの距離は $v(m_1^*, TKE)$ と $v(m_2^*, TKE)$ から推測される核分裂片の変形量を用いて表されるからである。この $v(m^*, TKE)$ の測定例を見ると、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ についてはかなりよく調べられている^{[2][3][9]}。しかし、熱中性子核分裂反応についてみると、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の測定例はあるものの^{[6][7][8]}、詳細な議論をするには十分とは言えない。そこで本研究では、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ において $v(m^*, TKE)$ を統計精度よく調べることも目的とした。

^{235}U をターゲットとして選ぶ利点は、① 質量数分布と運動エネルギー分布が比較的よく測定されており^{[19][24]}、核分裂片のエネルギー較正が容易であること、② 平均的中性子数 $\bar{v}(m^*)$ の測定例もいくつかあるので^{[6][7][10]}、これと本実験で得られる $\bar{v}(m^*)$ を比較することにより、測定システムとデータ解析方法の信頼性が確認できることである。

核分裂モデルによる解釈については、本研究の第 3 章の $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ で議論したのと同様な方法により、実験で得られた $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ を BGM モデルによって考察する^[11]。BGM モデルによれば、複合核 ^{236}U には Standard 1 と Standard 2 の 2 つの非対称核分裂チャンネルが存在するとしている。 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ に関するこれまでの研究を見ると、実験で得られた質量数分布 $Y(m^*)$ と $\overline{TKE}(m^*)$ を 2 つのチャンネルから説明した例がある^{[12][13]}。しかし、1 つの実験から得られた $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ を同時に BGM モデルで解析した例はない。

BGM モデルは、中性子数の平均値、すなわち $\bar{v}(m^*)$ を 2 つの非対称チャンネルの和として与えるものであり、本研究では第 3 章の $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の測定と解析で示したように、 $\bar{v}(m^*)$ の形状の特徴をうまく説明することができた^[14]。しかし、このモデルは全運動エネルギーに依存した中性子数 $v(m^*, TKE)$ の分布を説明することはできない。そこで、本研究では、核分裂現象を説明するもう一つの考え方、すなわち立場[B]に立つ Terrell の分離点モデルを用いて実験値の解釈を行う^[15]。このモデルは、分離点での 2 つの核分裂片の変形量によって $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ が決定するとするものである。そして、この配置を決定するのは核分裂片のスティフネス C_2 であるとしている。この C_2 は原子核の硬さを表すパラメータであり、原子核の殻補正エネルギー $\delta W(m^*)$ を用いて経験的に表される^{[16][17]}。そこで本研究では、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ で得られる $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ から、 $\delta W(m^*)$ と $C_2(m^*)$ を導く。この $C_2(m^*)$ は同じ実験で得られる $v(m^*, TKE)$ の形状をよく反映しているといえる。すなわち、 $v(m^*, TKE)$ の形状をよく表すパラメータとしての $-dv/dTKE(m^*)$ は、電荷中心間の距離が変化したときの核分裂片の伸びやすさに対応するものと考えられるからである。ここでは、 $C_2(m^*)$ の代わりにこの逆数 $C_2^{-1}(m^*)$ を原子核の柔らかさとして定義する。そしてこの $C_2^{-1}(m^*)$ と $-dv/dTKE(m^*)$ の分布を比較することで、 $v(m^*, TKE)$ の分布を特徴づけると考えられる殻効果について議論する。

5.2 節 解析の原理

5.2.1 核分裂片の質量数とエネルギー

SSBD で測定される FF1 のパルス波高 X_1 と FF2 の飛行時間 t_2 から、それぞれの核分裂片の運動エネルギー $E_i (i=1,2)$ と質量数 $m^*(i=1,2)$ を決定する原理については、1V1E 法として 4.3.1 節で記述した。本章の解析でも、これと同じ方法によりこれらの量を決定する。

5.2.2 核分裂片重心系での中性子エネルギー

図 5-1 は、FF1 と FF2 が持つ速度 V_{f1} および V_{f2} と、FF1 から放出される中性子の速度の関係を示したものである。ここで、FF1 と FF2 は、中性子検出器を通る中心軸に対して角度 θ_f で進んでいると考える。ただし、中性子検出器の大きさを無視する。この検出器に入る中性子の速度を V_n とすれば、FF1 から放出される中性子の速度 v_n は

$$v_n^2 = V_n^2 + V_{f1}^2 - 2V_n V_{f1} \cos \theta_f, \quad (5-1)$$

となる。よって、核分裂片 m^* から放出される中性子のエネルギー η は、

$$\eta = \frac{1}{2} m_n v_n^2. \quad (5-2)$$

で求められる。ここで m_n は中性子の質量である。ところで、FF1 から放出される中性子の角度 ψ_n の分布は等方的であると仮定できる^{[3][16]}。すなわち、 $\psi_n \leq 90^\circ$ で放出される中

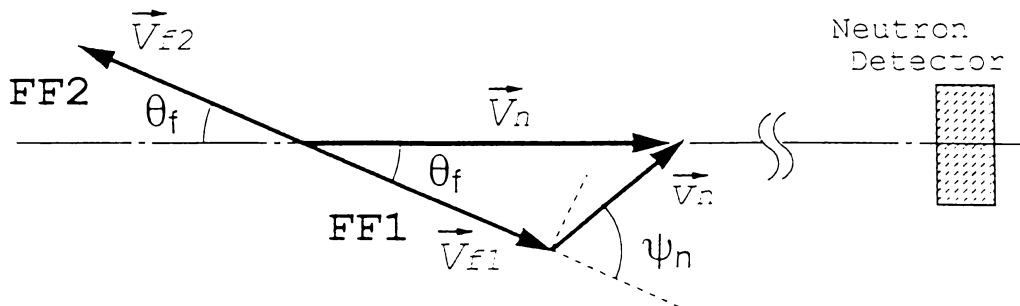


図 5-1 2つの核分裂片と中性子の速度ベクトルの関係。

中性子のエネルギースペクトル $\phi(\eta)$ と $\psi_n \geq 90^\circ$ で放出されるそれとは等しい。従って、解析では $\psi_n \leq 90^\circ$ に放出される中性子のみを用いた^{[3][5]}。この条件は

$$V_n \geq V_{f1} / \cos \theta_f, \quad (5-3)$$

で表される。なお、FF2 から放出される中性子が中性子検出器で検出される確率は低い。この理由は、 \bar{V}_{f2} の方向は中性子検出器に対して逆方向であり、この方向の中性子が中性子検出器に入るためには η が大きくなければならないが、その確率すなわち $\phi(\eta)$ は高エネルギー領域で指数関数的に減少するためである。これについては 5.3.3 節で詳しく述べる。

5.2.3 中性子放出数

低エネルギー核分裂反応の場合、FF1 から放出される中性子は高々 1 ～ 2 個である^{[2][7]}。したがって、FF1 から放出された中性子が同時に 2 個以上検出器に入射することはないと考える。このとき、核分裂片の質量数が m^* で全運動エネルギーが TKE であるときの中性子数 $\nu(m^*, TKE)$ は、

$$\nu(m^*, TKE) = \frac{K_1 C(m^*, TKE)}{P(m^*, TKE) y(m^*, TKE)}, \quad (5-4)$$

で求められる。ここで、 $C(m^*, TKE)$ は、その核分裂片と中性子が同時計測される確率、 $y(m^*, TKE)$ は m^* と TKE を持つ核分裂片の生成確率、 K_1 は規格化するための定数である。また、 $P(m^*, TKE)$ は核分裂片の運動に起因する検出効率である。この $P(m^*, TKE)$ の求めかたは 5.3.3 節で求める。

5.3 節 実験データとデータ処理の方法

5.3.1 実験データ

SSBD によって測定した $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ の FF1 のパルス波高 X_1 の分布を図 5-2 (a) に示す。ただし、ここでチャンネル数を 4,096 から 1024 チャンネルに縮約してある。この図で、620 チャンネル近傍にピークを持つ分布は軽核分裂片を表し、約 370 チャンネルを中心としたより広い分布は重核分裂片を表す。同図 (b) は、FF2 の飛行時間スペクトル T_2 を表す。ただし、第 4 章で述べたように、この場合の FF2 の飛行距離は 31.8cm である。ここで、420 チャンネル近傍に現われるピークは、飛行時間が短いことから軽核分裂片を表し、500 チャンネル以上にあるピークは重核分裂片によって作られる分布である。

図 5-3 は、FF1 の X_1 と、FF2 の T_2 を同じ面上にプロットしたものである。核分

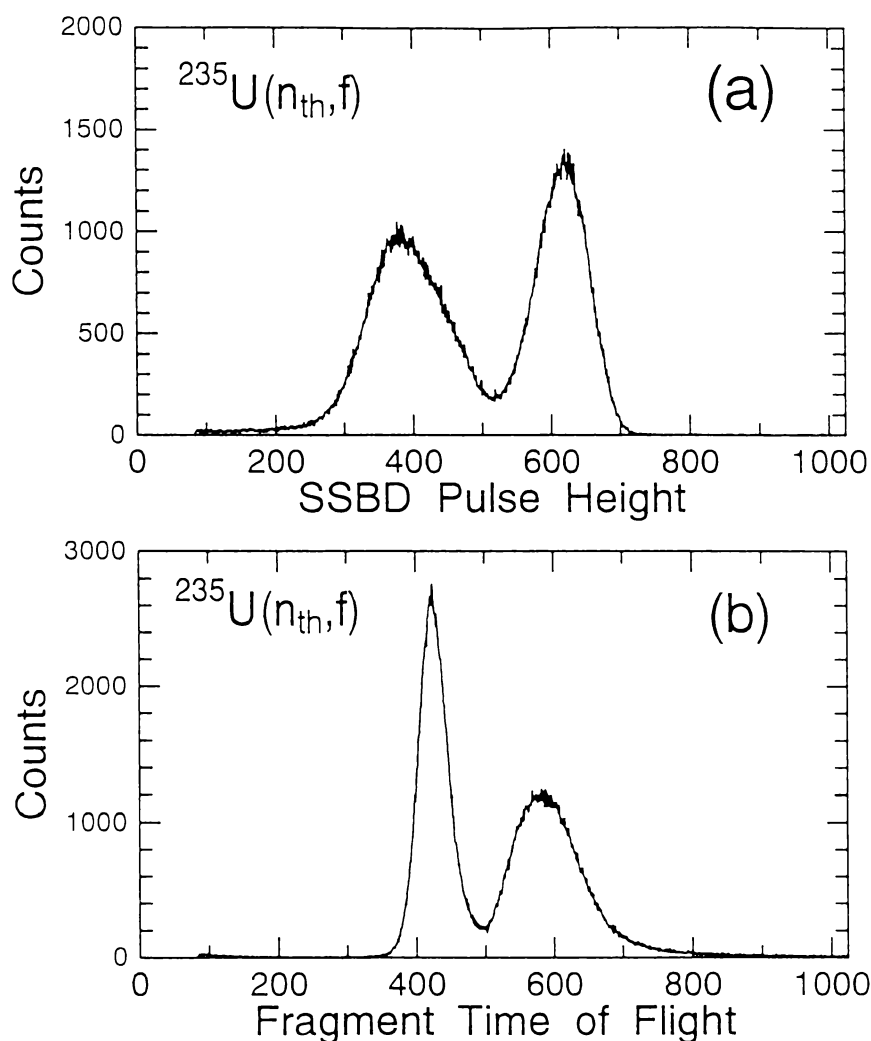


図 5-2 核分裂片の (a) パルス波高分布と (b) 飛行時間スペクトルの例。

裂片によるイベントは、主として領域 A にある 2 つの部分に集中して分布している。このような分布になるのは、軽核分裂片が SSBD によって検出されると、PPAC 側では重核分裂片が検出されるためである。この図で B として示した領域にあるイベントの分布も、おなじく核分裂片によるものである。この位置にイベントが現われるのは、ストップ検出器としての PPAC に原因があった。すなわち FF2 が入射して得られる信号の中に、立ち上がりが非常に速いものが存在した。これは、極く一部が放電を起こした結果と考えられる。これによる信号は立ち上がり時間が速く、これをストップ信号とした核分裂片は、見かけ上飛行時間が短くなったためにこのような領域にイベントが生じたのであろう。また、A と B で示した領域以外にもいくつかイベントがあるが、これらはターゲット内で多くエネルギーを失ったものや、パイルアップによるものと考えられる。しかし、領域 A 以外のイベントは非常に少ないので、実際の解析では、A の領域内に入ったものだけを使った。

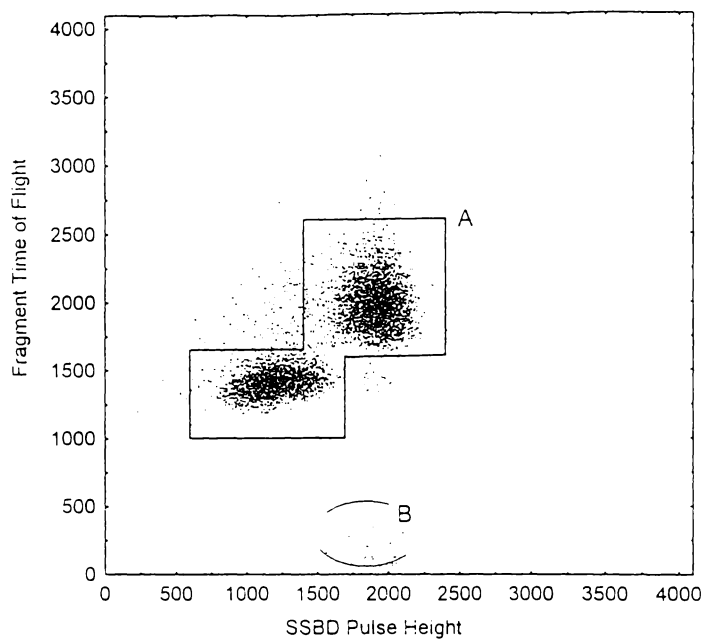


図 5-3 核分裂片のパルス波高チャンネル X_1 と飛行時間チャンネル T_2 に対する 2 次元分布の例。主に領域 A に存在する。領域 B については本文で述べる。

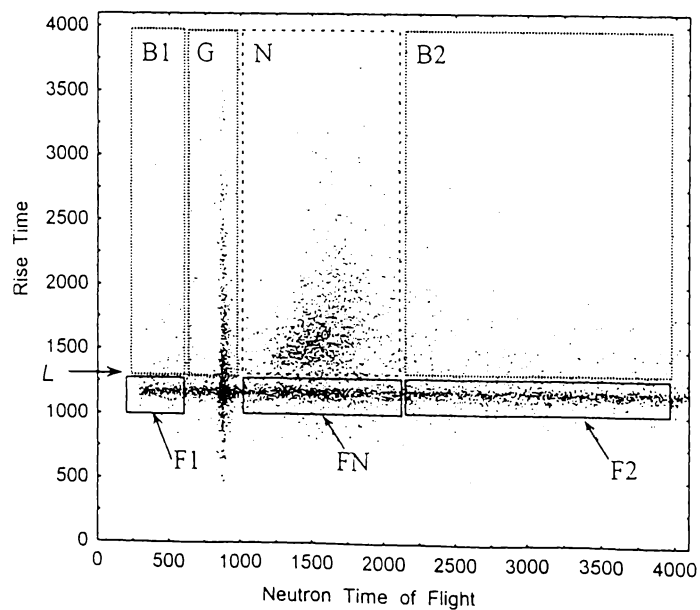


図 5-4 中性子の飛行時間チャンネルと、シンチレータ NE213 の立ち上がり時間に対するイベントの分布。 L は中性子と γ 線のパルス波形弁別の位置を表す。

中性子の飛行時間とシンチレータ NE213 の出力パルスの立ち上がり時間に対する分布を示したのが図 5-4 である。飛行時間軸が 800 チャンネルの位置で、縦方向に並んで見られるイベントは核分裂片からの γ 線を表す。また、立ち上がり時間がほぼ 1,200 チャンネルで、飛行時間軸に対して一様に分布しているイベントはバックグラウンドによる γ 線である。一方、核分裂片からの中性子は N として示した領域内に分布している。中性子とバックグラウンドを弁別する立ち上がり時間として、図で L として示した位置を選んだ。この L より遅い立ち上がり時間の信号に相当するイベントを飛行時間軸について積算し、プロットしたのが図 5-5 の実線 (Total) である。ただし、ここで横軸は 4,096 から 1,024 チャンネルに縮約し、このうちの 900 チャンネルまでを図示した。図 5-5 において、全チャンネルにわたって見られる計数率が一般的な分布は、波形弁別で分離されなかったバックグラウンドを意味する。Total を重および軽の核分裂片による成分に分離したものを、それぞれ破線および点線で示す。軽核分裂片によるバックグラウンドの計数と、重核分裂片によるその計数は同じになっている。このことは、SSBD に入る重および軽核分裂片の数が同じであることを意味する。また、軽核分裂片と重核分裂片の中性子の計数をみると、前者の方がかなり多いことがわかる。これは、①軽核分裂片の方が平均して中性子を多く

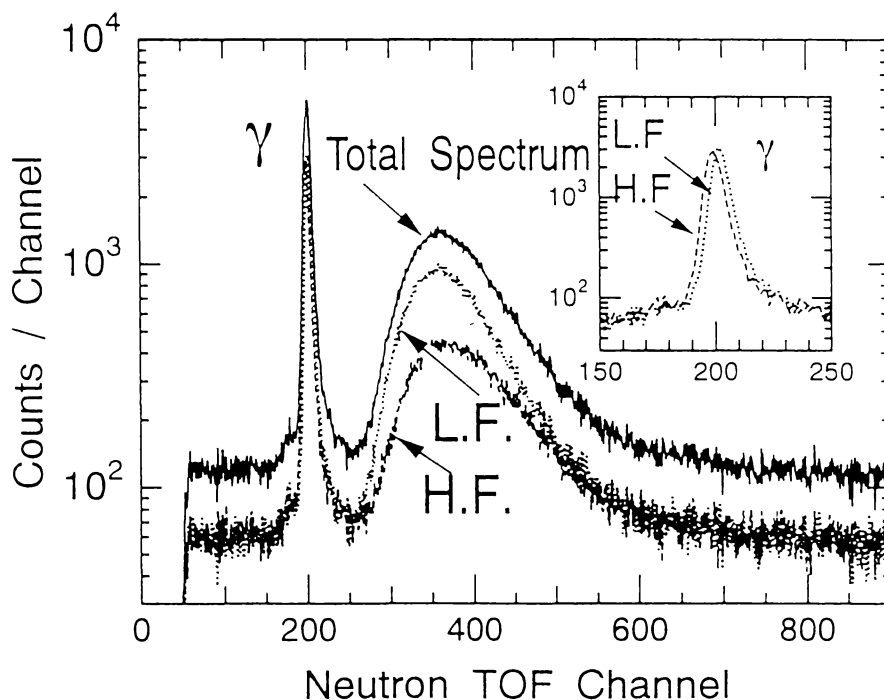


図 5-5 中性子の飛行時間スペクトル。Total Spectrum と書いた実線が全スペクトルで、これを軽核分裂片 (L.F.) と重核分裂片 (H.F.) の成分に分けたのが、それぞれ点線と破線である。右上には、核分裂片からの γ 線ピークの部分を拡大して示した。

放出すること、および ② 軽核分裂片の方が速いため、中性子の角度分布が前方向性を示し、その結果 NE213 で中性子が検出される確率が増加することによる。図 5-5 内の右上に、核分裂片からの γ 線のピークの部分を拡大して示した。この図から、軽核分裂片と重核分裂片が作るピークの位置が少しずれていることがわかる。このずれは両核分裂片間の速度の違いによる。すなわち、本実験では FF1 が SSBD に入射する時間を飛行時間分析のスタート信号に用いており、この時刻は核分裂片の速度の違いによって変化するためである。また、SSBD にはプラズマ遅れが存在すると考えられ、しかもその値は核分裂片の質量によって異なる値を持つとされる^[18]。もしこれが存在すると、 γ 線のピーク位置の変化に現われるはずである。これに関する検討は次節で示す。

5.3.2 核分裂片と中性子のエネルギー較正

(1) 核分裂片のエネルギー較正

SSBD のパルス波高 X_1 は、Schmitt の式^[19]

$$E_1 = (a + a' m_1) X_1 + b + b' m_1 \quad , \quad (5-5)$$

により FF1 のエネルギー E_1 に変換した。ここで、 a, a', b と b' は、式(3-9)～(3-12)を用いて決定した。ただし式(3-9)から(3-12)に含まれる定数 c_1, c_2, d_1 と d_2 を $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ 反応のパルス波高分布から決定する場合、Schmitt^[19] らによりそれぞれ 30.9734、0.04596、87.8626 および 0.1345 と報告されているので、これらの値を使用した。

(2) 核分裂片の飛行時間較正

FF2 の飛行時間チャンネル T_2 と飛行時間 t_2 は、

$$t_2 = u T_2 + w \quad . \quad (5-6)$$

で関係づけられる。ここで、 u と w は、Geltenbort ら^[20] が $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ で求めた重軽核分裂片の平均速度、 $\langle V_H \rangle = 0.973 \text{ cm/ns}$ と $\langle V_L \rangle = 1.432 \text{ cm/ns}$ 、および飛行時間分布の中心チャンネル、 $\langle T_H \rangle$ と $\langle T_L \rangle$ 、を使って次の式から求めた。

$$\left(\frac{L}{\langle V_L \rangle} - \frac{d}{\langle V_H \rangle} \right) = u \langle T_L \rangle + w \quad , \quad (5-7)$$

$$\left(\frac{L}{\langle V_H \rangle} - \frac{d}{\langle V_L \rangle} \right) = u \langle T_H \rangle + w \quad . \quad (5-8)$$

ここで、 L と d はそれぞれターゲットと PPAC およびターゲットと SSBD 間の距離であり、本実験の場合はそれぞれ 31.8 cm と 2.0 cm である。

(3) 中性子のエネルギー較正

中性子の飛行時間 t_n は、飛行時間チャンネル数 T_n から

$$t_n = rT_n + s \quad , \quad (5-9)$$

で決定される。ここで r は、タイムキャリブレーションを用いて決定した。さらに s は、核分裂片から放出される γ 線が位置するチャンネル $Q(m_1^*)$ から、

$$rQ(m_1^*) + s = 0 \quad , \quad (5-10)$$

を使って決定した。ここで、 γ 線のピーク位置 Q が FF1 の質量数 m_1^* の関数として表されるのは、FF1 が距離 d を飛行する時間が核分裂片ごとに異なるからである。

次に SSBD におけるプラズマ遅れをこの $Q(m_1^*)$ を用いて調べた。まず、質量数として 100 u を基準にとり、任意の m_1^* と 100 u に対応した γ 線のピークチャンネルの差 $Q(m_1^*) - Q(100)$ を考える。このとき時間差は、 $r(Q(m_1^*) - Q(100))$ で与えられる。この時間差を核分裂片ごとに示したのが図 5-6 である。ただし、データ点は、質量数 100 u の核分裂片が距離 d を進むのに要する時間 $d/V_{f1}(100)$ を加えて、

$$\Delta t(m_1^*) = r(Q(m_1^*) - Q(100)) + d/V_{f1}(100) \quad . \quad (5-11)$$

として示した。図の P は基準としての 100 u の位置を示す。同図に示した波線は $d/V_{f1}(m_1^*)$ を表す。プラズマ遅れが核分裂片に依存して変化し、これが $\Delta t_p(m_1^*)$ と表さ

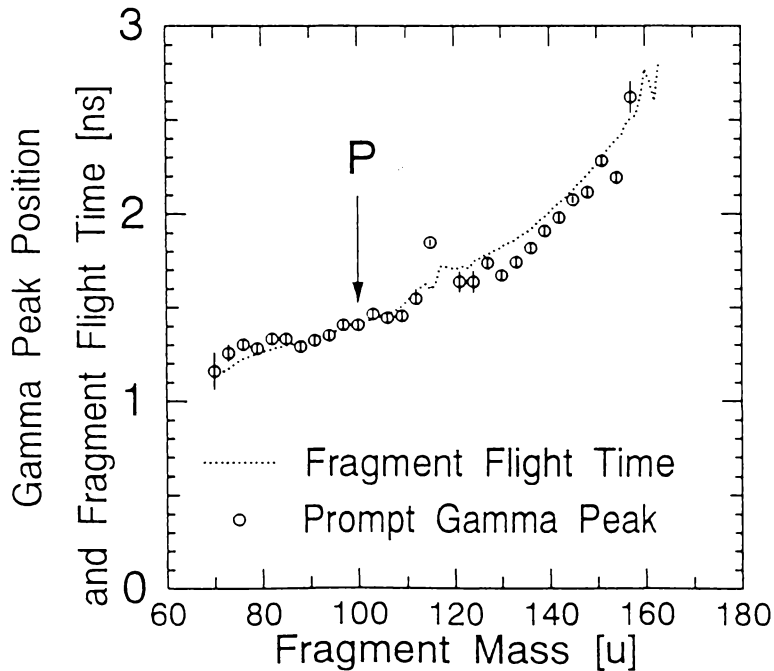


図 5-6 γ 線のピークチャンネル(○)と核分裂片の飛行時間(点線)の関係。これから、SSBD のプラズマ遅れを評価した (詳細は本文)。

れる場合、 $\Delta t_p(m_1^*)$ と $\Delta t_p(100)$ の差は

$$\Delta t_p(m_1^*) - \Delta t_p(100) = \Delta t(m_1^*) - d / V_{f1}(m_1^*) \quad (5-12)$$

となるはずである。しかし図 5-6 を見ると、 $\Delta t(m_1^*)$ と $d / V_{f1}(m_1^*)$ は時間 100 ps 内で一致している。よって、プラズマ遅れの核分裂片依存性は小さく、解析ではこれを無視した。

なお、NE213 で検出された中性子のうち、0.5 MeV よりエネルギーが小さいものはデータとして採用しなかった。この理由は、① これ以下のエネルギーでは NE213 の検出効率の系統誤差が大きくなること、② FF2 から放出された中性子が混入する割合が増加すること、および ③ 波形弁別で中性子とバックグラウンド γ 線が十分に分離できないことである。ただし、これに併なう中性子の数え落としは、次節で記述するモンテカルロ計算によって補正した。

5.3.3 データ処理と補正

(1) 核分裂片の飛行距離の補正

PPAC の有感面積が直径 22 cm と大きいため、FF2 の飛行距離 L' は PPAC への入射位置によって異なる。例えば、FF2 が PPAC の中心に入射した場合の飛行距離 L は 31.8cm であるが、PPAC の周辺部に入射した場合の距離はこれより 1.8 cm 長い。解析では、PPAC の入射位置から決定された核分裂片の飛行角度 θ_f を用い、 L' を次式で決定した。

$$L' = L / \cos \theta_f \quad (5-13)$$

実験で測定された $1 - \cos \theta_f$ に対する計数を図 5-7 に示す。全体として長方形の形をしているのは、PPAC の有感面積が円形であるためである。また、計数が上下に変動しているのは PPAC の位置分解能 (6 mm) による。

(2) 中性子の検出効率

シンチレータ NE213 で中性子を検出する際の中性子エネルギーに依存した応答関数は Verbinski らによって詳しく調べられている^[21]。そこで、本実験の解析でもこの応答関数をもとにした検出効率を用いた。4.4.4 節で述べたように、本実験では、NE213 のディスクリレベルを中性子エネルギーで 0.2 MeV に設定した。これに対応した検出効率のエネルギー依存性を図 5-8 に示す。なお、本実験と解析では検出効率の相対値のみを考慮し、絶対値は使用しなかった。

(3) 中性子放出数の規格化

NE213 の中性子エネルギーに依存した検出効率は、相対値だけを考慮し、絶対

値は使用しなかった。核分裂片から放出される中性子の数を決定するためには、式(5-4) に現われる定数 K_1 を決定する必要がある。この値は、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ において核分裂 1 回あたりに放出される中性子数 2.43 個^[22] を用いて決定した。

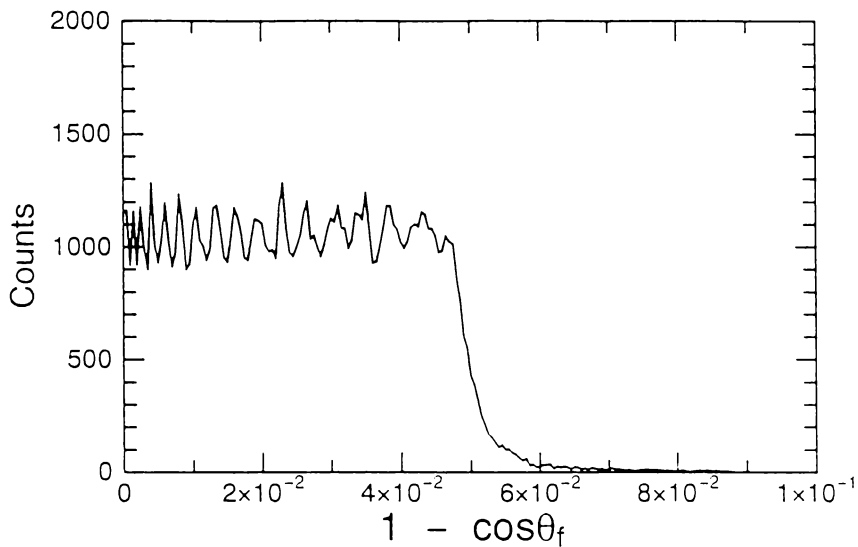


図 5-7 飛行角度 θ_f の核分裂片の $(1 - \cos \theta_f)$ に対する計数の分布。

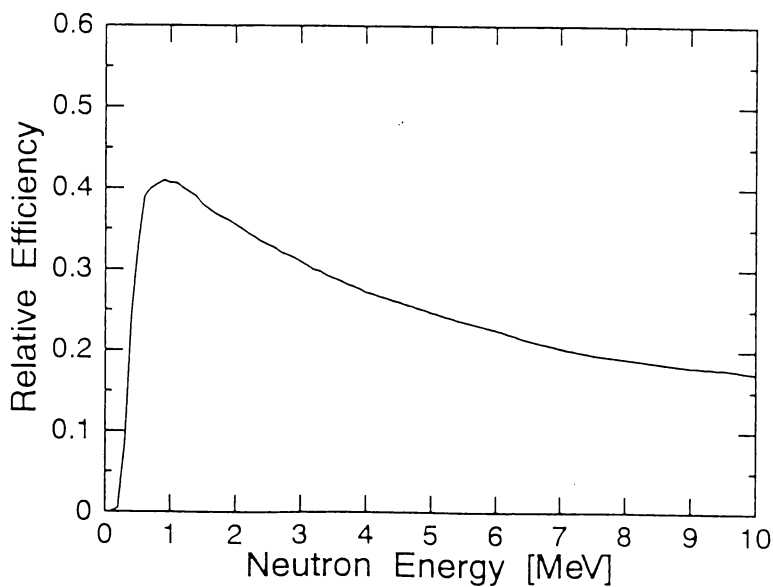


図 5-8 使用したシンチレータ NE213 の中性子検出効率 (Verbinski ら^[21] の値を参照)。

(4) 核分裂片から放出される中性子数の補正

中性子を放出する前の核分裂片の質量数と運動エネルギーを決定するために、FF1 から放出される中性子の数 ν を補正した。このための $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の $\bar{\nu}(m^*)$ として Wahl の評価値^[23]を用いた。なお、本実験で最終的に得られた $\bar{\nu}(m^*)$ の値は、Wahl の評価値とほとんどの質量数範囲で 0.2 個以内で一致した。

(5) 核分裂片の動きによる中性子の検出効率

中性子は十分加速した後の核分裂片から等方的に放出されると仮定する。この中性子が検出器で測定される確率は核分裂片の速度に依存する。この効率を核分裂片の動きによる幾何学的な検出効率とする。そこでこの検出効率をモンテカルロ計算によって求め、この計算結果をデータ解析に使用した。

モンテカルロ計算で用いた検出器の配置は、実際の実験配置と同じく図 5-9 に示すように選んだ。ターゲット位置から見た SSBD と PPAC の立体角は、後者の方が小さいので、FF1 と FF2 の同時計測を行った場合、核分裂片が検出される角度 θ_f の最大値 $\theta_{f,\text{max}}$ は 19° である。また、直径 12.6 cm の NE213 が取りうる角度 θ_n の最大値 $\theta_{n,\text{max}}$ は 4.8° である。計算では、まず ① FF1 の速度 V_{f1} とここから放出される中性子のエネルギー η を指定する。② FF1 の進行方向 θ_f と χ_f を、それぞれ $\{\theta_f: 0 < \theta_f < \theta_{f,\text{max}}\}$ と $\{\chi_f: 0 < \chi_f < 2\pi\}$ の値を持つ乱数とし、この値を発生させる。この FF1 の進行方向に対し

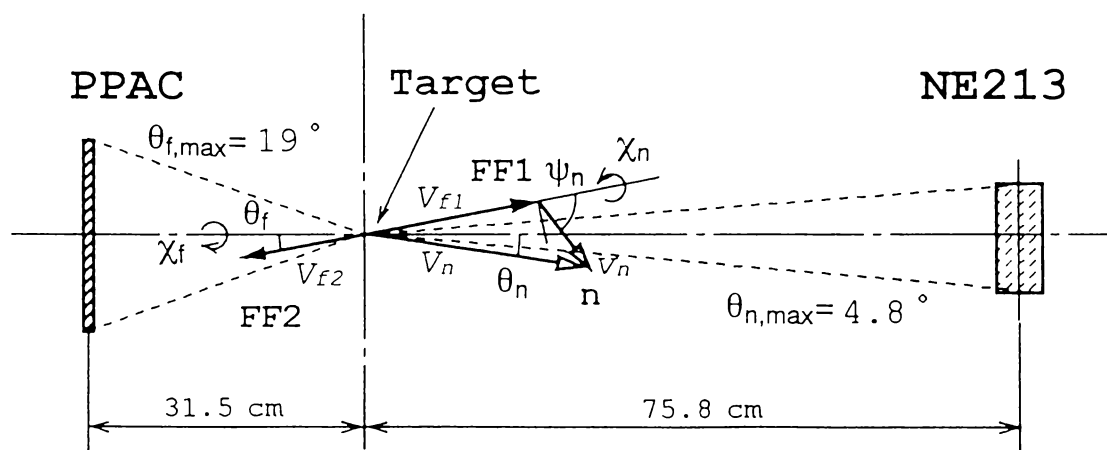


図 5-9 モンテカルロ計算において考慮した検出器の配置と速度ベクトルの関係。

て、 η のエネルギーを持つ中性子が 1 個、これに相当する速度 v_n で (ψ_n, χ_n) の方向に放出されるとする。ただし、 ψ_n と χ_n は乱数で、それぞれ $\{\psi_n: 0 < \psi_n < \pi/2\}$ と $\{\chi_n: 0 < \chi_n < 2\pi\}$ の値をとるとした。このとき、実験室系で測定される中性子の速度ベクトルは、

$$\vec{V}_n = \vec{V}_{f1} + \vec{v} \quad , \quad (5-14)$$

で表される。この \vec{V}_n の角度 θ_n が、 $\theta_n \leq \theta_{n,\max}$ であれば、これを検出事象 $U = 1$ とする。一方、中性子が検出されない方向へ向かうとき、これを $U = 0$ とする。そこで、最終的に得られる中性子の検出効率 $H(V_{f1}, \eta)$ は、 $U = 1$ と 0 に対する計数 C の比から、

$$H(V_{f1}, \eta) = \frac{C(1)}{C(1) + C(0)} \quad , \quad (5-15)$$

で与えられる。 $H(V_{f1}, \eta)$ の計算結果を図 5-10 に示す。ただし、前節で述べたように、NE213 で検出される中性子のうち、エネルギーが 0.5 MeV ($V_n = 0.982 \text{ cm/ns}$) より低いものはデータとして使用しないので、この数え落としを補正するために、 $V_n < 0.982 \text{ cm/ns}$ のものを $U = 0$ とした。図 5-10 の特徴は、一定の V_{f1} に対する $H(V_{f1}, \eta)$ が、 η の増加とともに減少してゆくことである。また、一定の η に対して $H(V_{f1}, \eta)$ は V_{f1} とともに増加する。これは、速度が大きいと \vec{V}_n の角度分布は強い前方向性を示し、NE213 に入りやすくなるためである。実際の解析において中性子エネルギースペクトル $\phi(\eta)$ を求めるさいには、この $H(V_{f1}, \eta)$ を用いた。

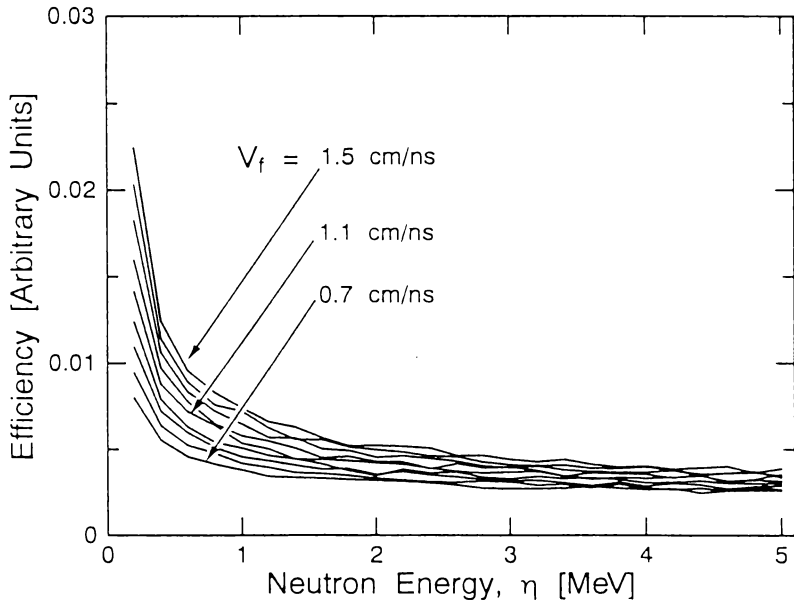


図 5-10 中性子の幾何学的な検出効率 $H(V_{f1}, \eta)$ を核分裂片の速度 V_{f1} をパラメータとして示したもの。横軸は中性子のエネルギー η 。

FF2 から放出される中性子が中性子検出器に入る割合を調べるために、同様のモンテカルロ計算を行った。この計算では、まず $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の典型的な重および軽の核分裂片の速度として $V_H = 1.42 \text{ cm/ns}$ 、および $V_L = 0.98 \text{ cm/ns}$ ^[20] を選んだ。そして、この核分裂片から下記の Maxwell 型のエネルギー分布を持つ中性子を 1 個発生させた。

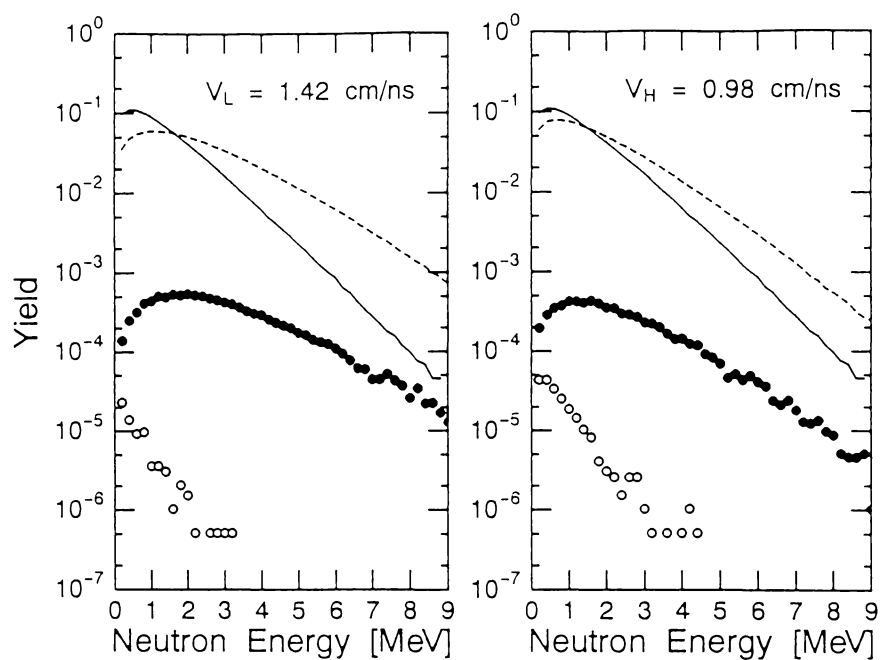


図 5-11 モンテカルロ計算による中性子のエネルギースペクトル。左は軽核分裂片、右は重核分裂片から中性子が放出された場合を表す。図の実線は核分裂片重心系から放出される中性子スペクトルで、重軽核分裂片ともに等しい。破線は実験室系で観測されるスペクトル。● は FF1 から放出された中性子が NE213 で検出されるもので、○ は FF2 に進む核分裂片から放出された中性子が NE213 で検出されるもの。

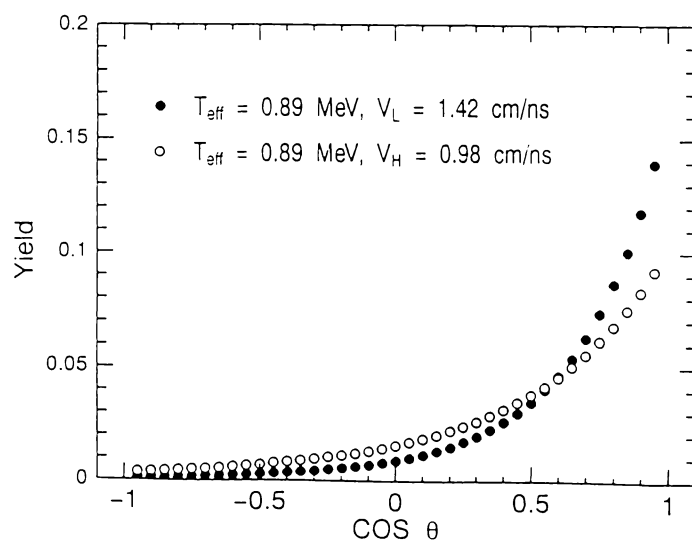


図 5-12 核分裂片から放出された中性子の実験室系での角度分布。● は軽核分裂片から、○は重核分裂片から放出された中性子を表す。

$$\phi(\eta) = \text{const } \eta^{1/2} \exp(-\eta / T_{\text{eff}}) \quad , \quad (5-16)$$

ここで、実効核温度 T_{eff} は重、軽核分裂片ともに 0.89 [MeV] とした^[24]。この分布は、図 5-11 の実線のようになる。図の左は軽核分裂片が中性子検出器に向かう場合のもので、右が重核分裂の場合を示す。図の波線は、すべての方向に放出された中性子の実験室系でのエネルギーの分布を示し、その全計数は実線の計数と等しい。図 5-12 は、この計算によって得られた FF1 の進行方向に対する中性子の角度分布を示す。この図から、FF1 の進行方向に強い前方向性があることがわかる。再度、図 5-11 に注目する。図の黒丸は、FF1 から放出される中性子のうち、中性子検出器で測定されるものを選んだ場合のエネルギー分布を示している。ただし、ここでは考察のため 0.5 MeV 以下の中性子もプロットした。中性子検出器は、FF1 の進行方向に置かれているので、ここに入る中性子の平均エネルギーは波線に比べて高い値を持つ。白丸はもう一方の核分裂片すなわち FF2 が中性子検出器とは反対側に進み、そこから放出された中性子が NE213 によって放出されたものを表している。この分布を見ると、計数が非常に落ちてきているのに加えて、その平均エネルギーが低いことがわかる。これら 2 つの分布から、目的とする FF1 からの中性子分布に混入する FF2 からの中性子の寄与を決定することができる。 V_L の核分裂片から放出された中性子 (黒丸) を検出しようとする場合、ここには V_H からの中性子 (白丸) が混入する。この逆のことが V_H の核分裂片から放出される中性子を検出する場合にも起こる。しかし、図からわかるように、0.5 MeV 以下の中性子を除けば、その混入は極めて少ない。解析の結果、この混入の割合は多くても高々 2～3 % しかないので、この補正は無視した。同様のことが Samant らによって指摘されている^{[5][8]}。

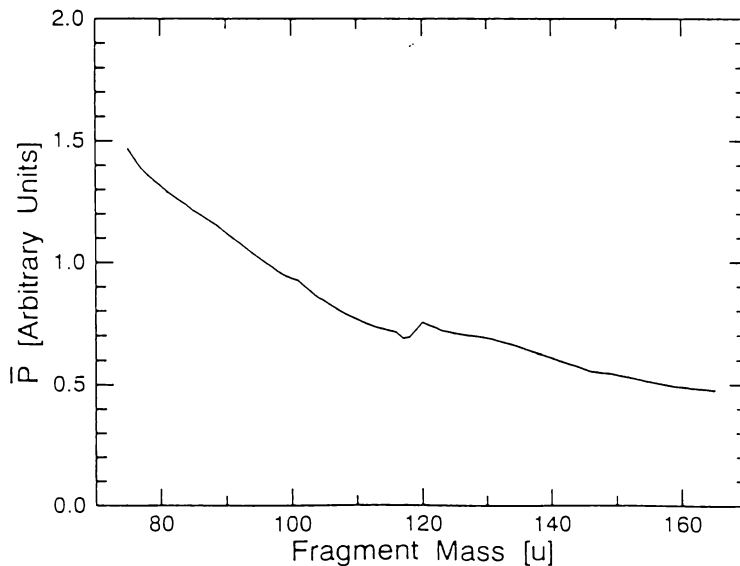


図 5-13 中性子放出数を求めるための幾何学的な検出効率 $\bar{P}(m^*)$ 。

中性子放出数 $\nu(m^*, TKE)$ を求める際に必要な検出効率 $P(m^*, TKE)$ も同様なモンテカルロ法によって決定した。ただし、解析では次の手順をとった。まず、実験値として核分裂片ごとにスペクトル $\phi_{m^*}(\eta)$ を得た。この $\phi_{m^*}(\eta)$ は、後の 5.4.2 節で示すように、式(5-16)ではほぼ良く再現されたので、実効核温度 $T_{eff}(m^*)$ で指定される Maxwell 分布を確率分布に持つ中性子を乱数として発生させ、前述のように計算をした。ただし、この $T_{eff}(m^*)$ としては実験値をそのまま用いず、重および軽核分裂片ごとに実験値を再現するような滑らかな関数で近似したものをを用いた。図 5-13 は、 $\phi_{m^*}(\eta)$ と核分裂片の速度 $V_f(m^*)$ を考慮して計算した平均の幾何学的検出効率 $\bar{P}(m^*)$ である。対称核分裂領域で分布が不連続なのは、関数としての $T_{eff}(m^*)$ を、重および軽核分裂片の領域で独立して決定し、対称領域での $T_{eff}(m^*)$ が連続しないためである。しかし、この対称核分裂領域で得た中性子のデータは解析に用いなかったので問題はない。式(5-4)に現われる m^* と TKE に対する幾何学的検出効率 $P(m^*, TKE)$ も、 $V_f(m^*, TKE)$ を考慮して同様な方法によって求めた。ただし、この場合実効核温度には TKE 依存性をもたせず、 $T_{eff}(m^*)$ をそのまま用いた。

(6) 中性子の反跳による核分裂片の運動エネルギーの補正

中性子は十分加速したあとの核分裂片から等方的に放出されると仮定した。このことから、式(4-12)として示したように中性子の放出前後で核分裂片の速度が等しいことが導かれる。しかし、核分裂片とこれから放出された中性子を同時計測する場合、式(4-12)は成り立たず、核分裂片の平均速度は中性子放出の前後で変化する。図 4-19 で示したように、本実験では FF1 の進行方向に中性子検出器を置いている。このことは、中性子を検出した場合には、しない場合に対して核分裂片のエネルギー $E(m_1^*)$ を低く見積もることになる。このため、次式に示す中性子放出による核分裂片の反跳エネルギー E_{rec} をもちいて $E(m^*)$ を補正した^[25]。

$$E_{rec} = 2 E(m_1^*) \left\{ \frac{v_n \cos \theta_f}{V_f} - 1 \right\} \frac{1}{m_1} \quad , \quad (5-17)$$

ただし、図 4-19 の実験配置に従い、核分裂片から放出される中性子の実験室系での角度 θ_n の代わりに、核分裂片の飛行角度 θ_f を用いた。

(7) ウランターゲットおよびニッケル箔内で核分裂片が失う運動エネルギー

ウランターゲットとニッケル箔内で核分裂片が失う運動エネルギーを補正した。使用したウランターゲットの組成は $UO_2(NO_3)_2$ で、厚さは $230 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ である。ただし 4.4.3 節で示したように、正味の ^{235}U の厚さは $140 \mu\text{g}^{235}\text{U}/\text{cm}^2$ である。このターゲット内で $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ の核分裂片が失うエネルギーを OSCAR コードで計算した^[26]。この結果を図 5-14 (a) に示す。ただし、核分裂片はターゲット内のどの位置で生ずるかを決定できないので、平均として半分の厚さの $115 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ を通過するものとして計算した。図から、典

典型的な重および軽核分裂片のエネルギー損失は約 3 MeV であることがわかる。また、ニッケル箔は PPAC 側に面を向けるように設置したので、FF2 は厚さ $90\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ニッケル箔も通過する。これにより FF2 が失うエネルギーを示したのが図 5-14 (b) である。典型的な核分裂片がこの箔で失うエネルギーは約 2.7 MeV である。解析では、この値を用いてエネルギー損失の補正を行った。

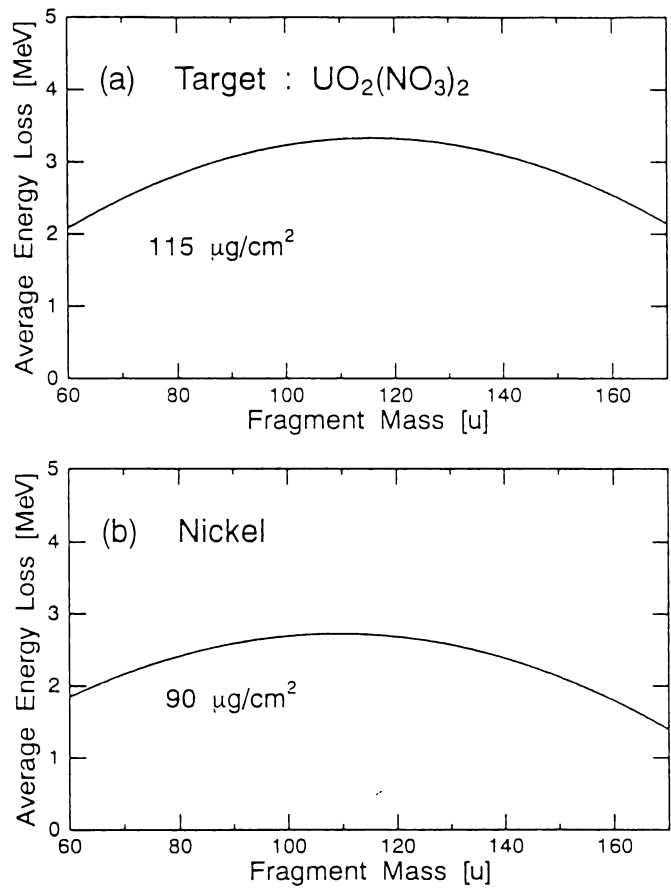


図 5-14 (a) ウランターゲット内での核分裂片の運動エネルギー損失と、
(b) ニッケル箔でのエネルギー損失。いずれも OSCAR コード^[26] による計算値。

(8) 中性子のバックグラウンドの補正

図 5-5 を見てわかるように、波形弁別法を施してもバックグラウンド γ 線を完全に除去することはできなかったため、この補正を施す必要がある。図 5-4 で、 L よりもパルスの立ち上がり時間が長い領域 B1 と B2 にバックグラウンドイベントが存在している。また、これと同じ割合のバックグラウンドが N と書かれた中性子データの領域にも混在していると考えられる。そこで、B1 と B2 の領域から、飛行時間チャンネル当たりのバック

グラウンド計数を求め、その平均を取り領域 N におけるチャンネル当たりのバックグラウンドとした。

(9) 波形弁別の効率

中性子とバックグラウンド γ 線を波形弁別法によって完全に分離することはできないため、この方法によって中性子を数え落とすことも考えられる。すなわち、図 5-4 の L として示した弁別レベルより立ち上がり時間の短い領域の FN として示した位置にも核分裂片からの中性子が存在する。波形弁別法による数え落としが中性子のエネルギーに依存すれば、中性子スペクトルを評価する上で誤差を生む。そこで、この波形弁別によって中性子がバックグラウンド γ 線と分離される割合を、中性子エネルギーに対して調べた。まず上記(8)のバックグラウンドの補正で説明した方法により、図 5-4 の 領域 N、B1 および B2 のデータを用いることにより領域 N における中性子のスペクトル $\Phi_N(E_n)$ を求めた。ただし E_n は実験室系での中性子のエネルギーである。同様に、領域 FN、F1 および F2 のデータから領域 FN の中性子のスペクトル $\Phi_{FN}(E_n)$ を求めた。このとき、全中性子のうちで領域 N に入る確率 $W(E_n)$ は、

$$W(E_n) = \frac{\Phi_N(E_n)}{\Phi_N(E_n) + \Phi_{FN}(E_n)} \quad , \quad (5-18)$$

で表される。ここで、 $W = 1$ のとき中性子はすべて領域 N で検出されることを表す。解析で得られた $W(E_n)$ を図 5-15 に示す。この図から、 E_n が 3 MeV 以上の場合、 W は 0.9 に達し、ほぼ一定となるが、これ以下では E_n とともに減少し、0.5 MeV で 0.7 まで低下する。よって実際の解析では、図 5-15 の値を補正に用いた。

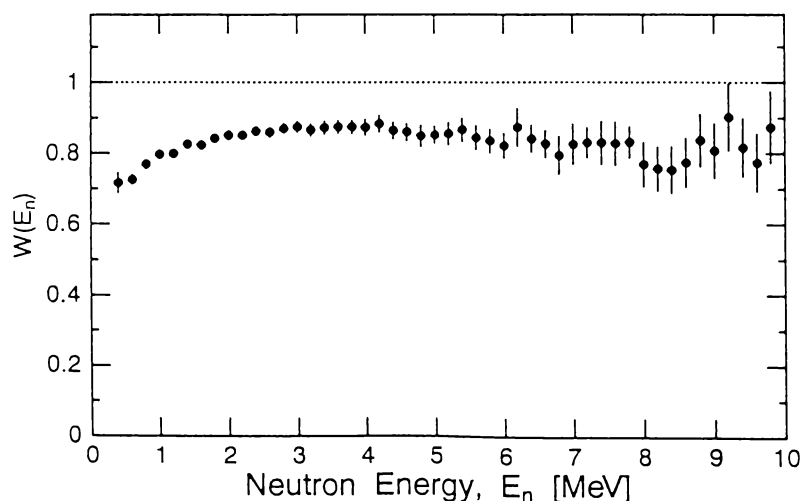


図 5-15. 波形弁別により中性子が分離される割合 $W(E_n)$ 。

5.4 節 解析結果と考察

5.4.1 核分裂片と中性子の主要データおよび核分裂片の質量数と運動エネルギー

(1) 核分裂片の主要データの平均値

実験データ解析の結果得られた $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片および中性子に関する主要データの平均値を表 5-1 にまとめた。ここには、① 軽核分裂片の質量数の平均値 $\langle m_L^* \rangle$ 、② 重軽核分裂片の運動エネルギーの平均値 $\langle E_H^* \rangle$ と $\langle E_L^* \rangle$ 、③ 全運動エネルギーの平均値 $\langle TKE \rangle$ 、④ 重軽核分裂片から放出される中性子数の平均値 $\langle \nu_H \rangle$ と $\langle \nu_L \rangle$ 、を示してある。誤差として、エネルギー較正に伴う系統誤差を含めた。統計誤差はこの値よりはるかに小さい。また、この表には Geltenbort ら ^[20]、Schmitt ら ^[27]、Simon ら ^[28]、Müller ら ^[29]、および Andritsopoulos ^[30] が求めた値も示し、本実験値と比較してある。本実験で得られた核分裂片の質量数と運動エネルギーの平均値は、誤差の範囲で他の研究結果とよい一致を示す。また、得られた ν_L と ν_H の値は Andritsopoulos の値より Müller らの結果に近い。

表 5-1 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ における主要データの平均値

データ量	本研究	Geltenbort [20]	Schmitt [27]	Simon [28]	Müller [29]	Andritsopoulos [30]
$\langle m_L^* \rangle$ [u]	96.1 ± 0.7	96.45	96.57	96.27	96.44 ± 0.03	95.87 ± 0.07
$\langle E_L^* \rangle$ [MeV]	101.3 ± 1.0	100.84	101.56	100.73		99.08 ± 0.07
$\langle E_H^* \rangle$ [MeV]	69.8 ± 1.0	69.83	70.34	69.63		68.19 ± 0.10
$\langle TKE \rangle$ [MeV]	171.4 ± 1.4	170.36	171.9	170.4	170.40 ± 0.15	167.45 ± 0.2
$\langle \nu_L \rangle$	1.40 ± 0.1				1.44 ± 0.08	1.16 ± 0.09
$\langle \nu_H \rangle$	1.03 ± 0.1				1.02 ± 0.08	1.27 ± 0.09

(2) 核分裂片の質量数と運動エネルギーの分布

本実験で得られた $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の質量数分布 $Y(m^*)$ を図 5-16(a) に示す。ただし、全部を積算すると 200 % となるように規格化した。比較のために、Geltenbort ら ^[20] および Schmitt ら ^[27] の実験値を示した。これらの分布に比べて本実験のエネルギー分解能が悪いのは計数を多くとるため、ターゲットを $140 \mu\text{g}^{235}\text{U}/\text{cm}^2$ と厚くするとともに測定システムの時間分解能 ($FWHM$ で約 890 ps) に比べて飛行距離が約 32 cm と短いことによる。図の 1 点鎖線は、Geltembort らの $Y(m^*)$ を標準偏差 σ_m を 3.0 u としてなましたものである。この分布と実験値はほぼよく一致していることから、得られた質量分解能は約 6 u である。

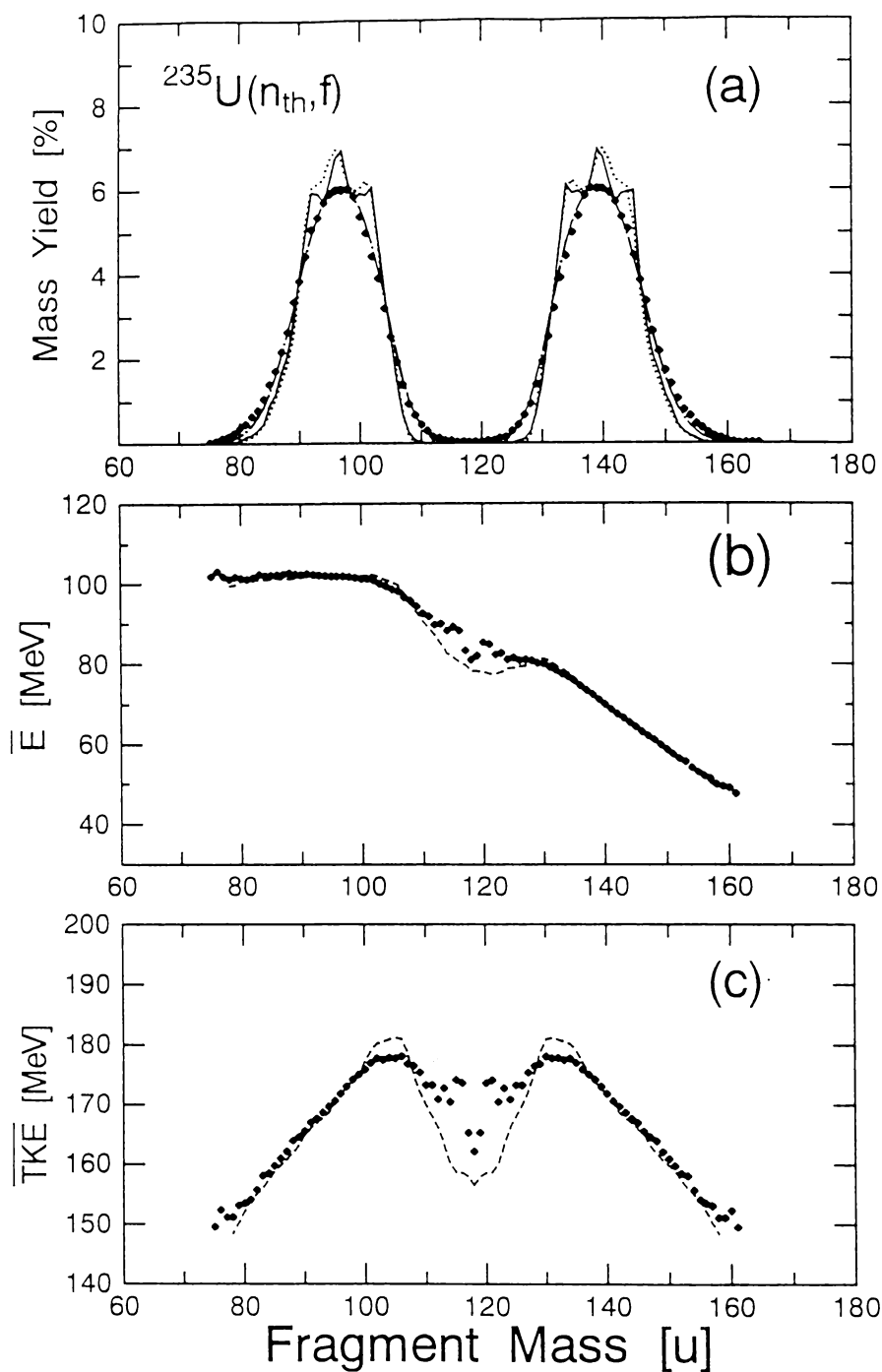


図 5-16 (a) ● : 本実験で得られた質量数分布 $Y(m^*)$ 。実線と点線はそれぞれ Geltenbort ら^[20] と Schmitt ら^[27] の実験値を示す。また、1 点鎖線は Geltenbort らのデータを本実験の質量分解能 (半分値幅で 6 u) でなましたもの。
 (b) 平均の運動エネルギー分布 $\bar{E}(m^*)$ 。破線は Schmitt ら^[27] の実験値。
 (c) 平均の全運動エネルギー分布 $\overline{TKE}(m^*)$ 。破線は Schmitt ら^[27] の実験値。

核分裂片の平均の運動エネルギー $\overline{E}(m^*)$ を図 5-16 (b) に示す。比較のために、Schmitt ら^[27] の実験値を示した。本実験値は $110 < m^* < 125$ u の対称核分裂領域を除いて、Schmitt らの値とよく一致している。また、平均の全運動エネルギー $\overline{TKE}(m^*)$ を同図 (c) に示す。同じく Schmitt らによる $\overline{TKE}(m^*)$ を比較のために示した。図で、 $m^* < 100$ u の軽核分裂片とこれに相当する重核分裂片の \overline{TKE} の値は Schmitt らの値とほぼ良く一致する。しかし、 $100 < m^* < 107$ u とこれに対応する重核分裂片の \overline{TKE} は Schmitt らの値より、最高で 3 MeV 低い。これは、本実験の質量分解能が半値幅で 6 u であるために $\overline{TKE}(m^*)$ もなまされたものと考えられる。また、 $110 < m^* < 125$ u では Schmitt らの値より大きい値を取るが、これも質量分解能の影響を少し受けていると考えられる。

図 5-17 は TKE に対する確率分布 $Y(TKE)$ を表す。ただし、縦軸は計数のままで表している。この図から見て、 $Y(TKE)$ は約 171 MeV を中心に左右対称の分布をしている。表 5-1 で示したように、この $Y(TKE)$ の平均値 $\langle TKE \rangle$ は 171.4 MeV である。この値を、第 3 章の $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ で得た 178.9 MeV と比較する。 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ で生成する複合核 ^{236}U は、 ^{240}Pu より電荷数が 2 つ少ないため、分離点におけるクーロンポテンシャルが小さい。分離点での電荷中心距離が $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ と $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ であまり変化しないと仮定すると、対称核分裂の場合のクーロンエネルギーは前者の方が後者よりも 4.2 % 低くなる。この値は、 ^{236}U の $\langle TKE \rangle$ が ^{240}Pu より 4.2 % 低いこととよく一致している。

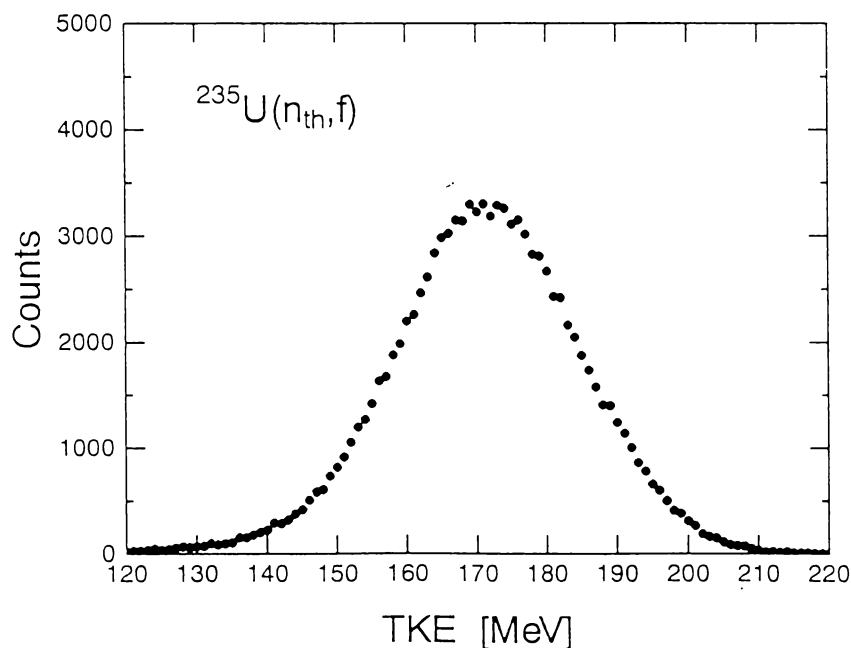


図 5-17 全運動エネルギーの確率分布 $Y(TKE)$ 。ただし、ここでは計数の分布のままにした。

5.4.2 中性子のエネルギー

本実験で得た実験室系での中性子エネルギー E_n を、重および軽核分裂片に分けて示したのが図 5-18 である。ただし、スペクトルを積算すると 1 になるように規格化した。また、図 5-11 で示したモンテカルロ計算の結果を実線で示す。軽核分裂片からの中性子のエネルギースペクトルの方が重核分裂片のそれよりも硬いのは、主として軽核分裂片の方が速度が速いためである。また、実験値は計算値とほぼ一致しているので、このことから本実験の解析方法が妥当であると言える。

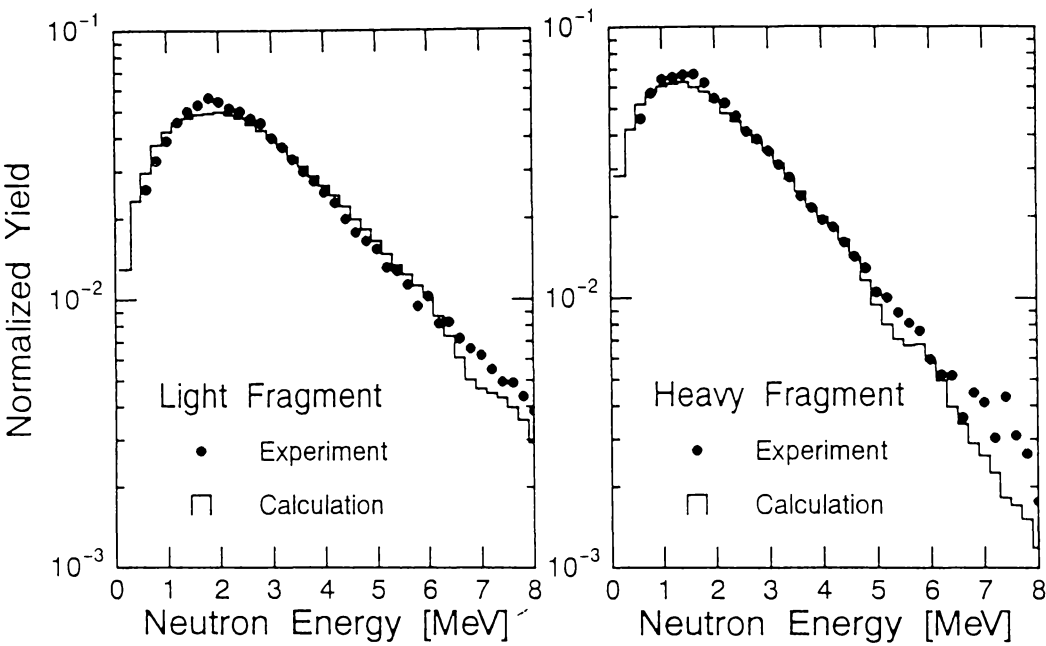


図 5-18 実験室系での中性子エネルギースペクトルを重および軽核分裂片に分けて示したもの。●は実験値、実線は計算値 (図 5-11)を示す。

図 5-19 は、5.2.2 節で述べた解析によって得た核分裂片の質量数をパラメータとしたときの核分裂片重心系での中性子スペクトル $\phi(\eta)$ である。 $\phi(\eta)$ は次の Le Couteur と Lang の式^[31] で表すことができる。

$$\phi(\eta) = const \eta^{\lambda} \exp(-\eta / T) . \tag{5-19}$$

ここで、 T は核温度、 $\lambda = 5/11$ である。近似的に $\lambda = 1/2$ とすると式(5-16)の Maxwell 分布と同じになる^[24]。この式にフィットさせるため、図では $\phi(\eta)$ を $\eta^{1/2}$ で割った値を示している。図中の数値は、 m^* がこの値から $\pm 0.5 u$ の範囲にあるデータを含むことを

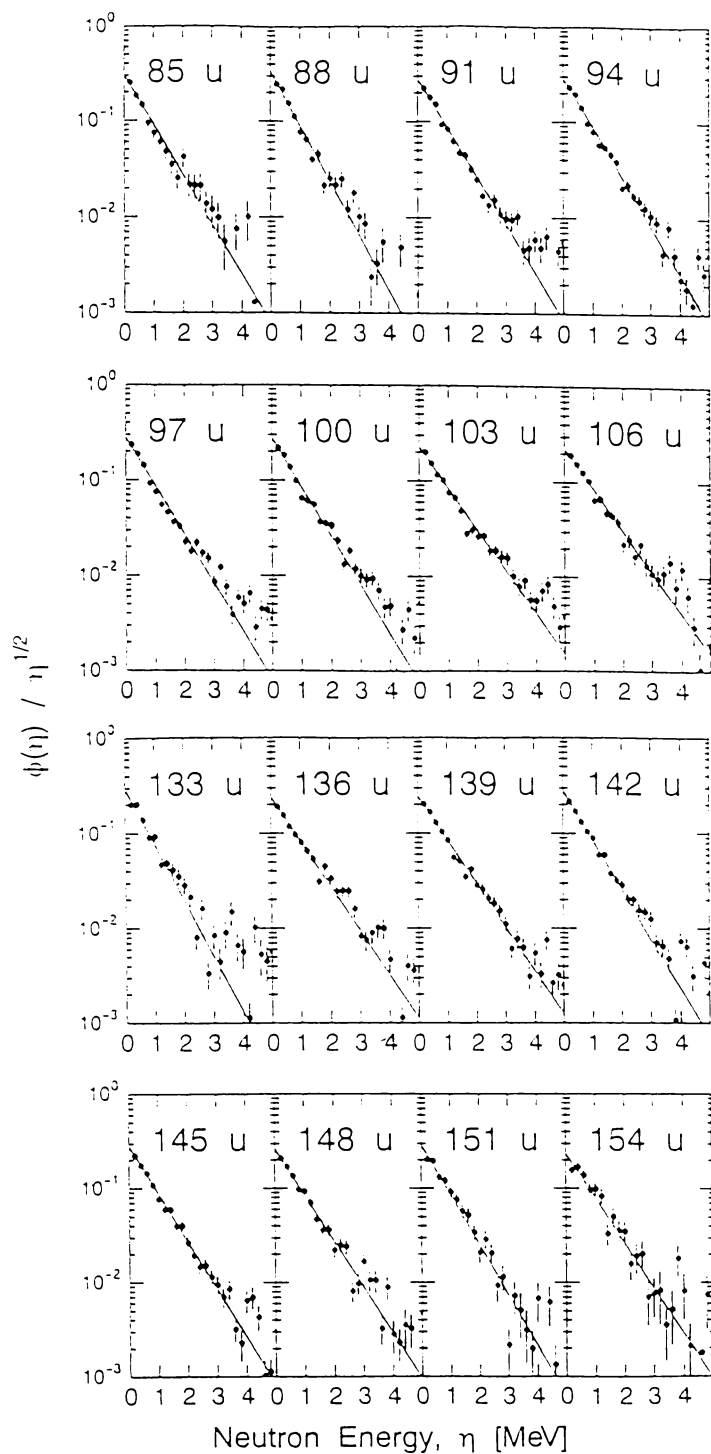


図 5-19 核分裂片重心系での中性子エネルギースペクトル $\phi(\eta)$ 。各々の数字は核分裂片の質量数を表す。

表す。 $\phi(\eta)/\eta^{1/2}$ は η に対して指数関数的に変化するので、実験点を Maxwell 分布でフィッティングした結果が実線である。データ点と実線は、 E_n が4 MeV 以上を除いて、ほぼよく一致しているので、 $\phi(\eta)$ は式(5-16)の Maxwell 分布に従うと言える。

図 5-20 は、 $\phi(\eta)$ の平均エネルギー $\bar{\eta}$ を核分裂片の質量数に対して示したものである。図の上が本実験で得た $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ に対する値で、誤差としては統計誤差のみを示した。一方、下の図は Milton ら^[4]が $^{233}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ で得た値、および Jørgensen ら^[3]が $^{252}\text{Cf}(sf)$ で得た値である。なお、Samant らも、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ の $\phi(\eta)$ を核分裂片ごとに得ているが、彼らはこのスペクトルの傾きから原子核の実効温度 T_{eff} を示しているだけで、 $\bar{\eta}(m^*)$ は求めている

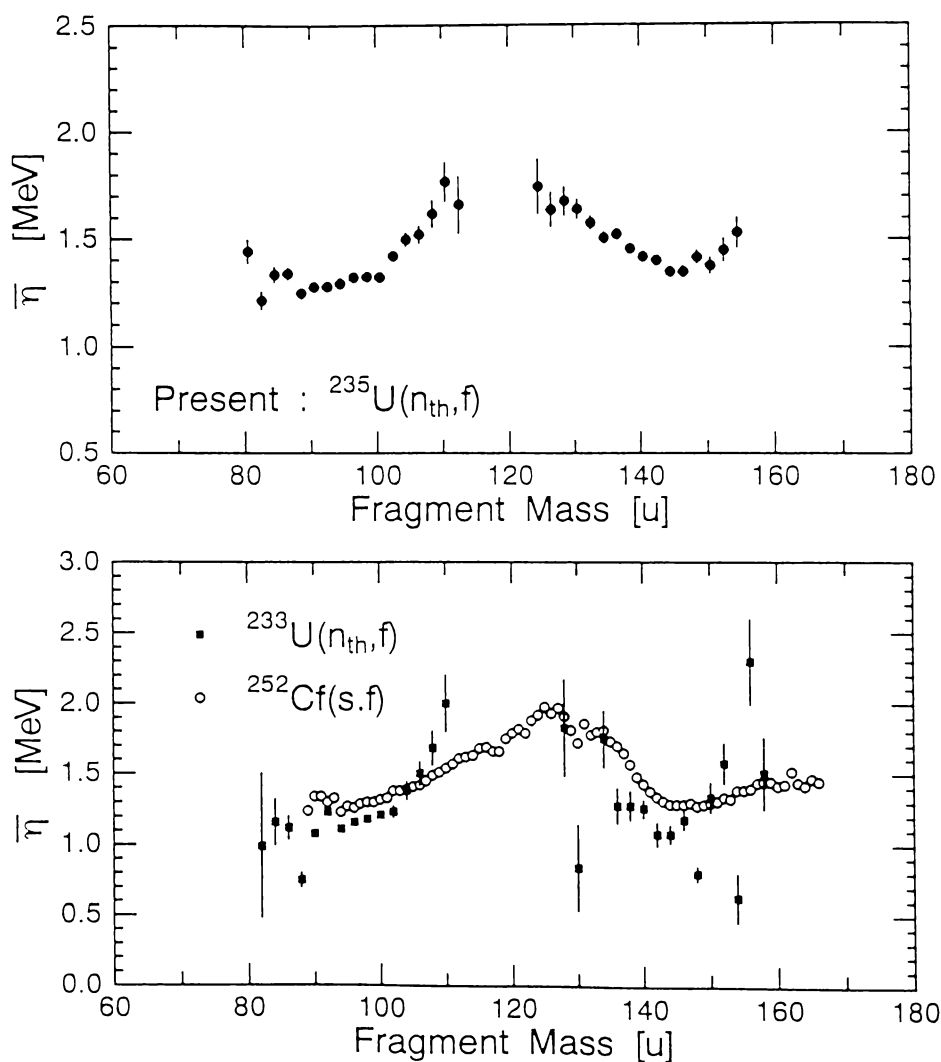


図 5-20 (上) 本実験で得た $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ の平均中性子エネルギー $\bar{\eta}$ の分布。
 (下) $^{233}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ ^[4] と $^{252}\text{Cf}(sf)$ ^[3] の $\bar{\eta}$ の分布。

ない。本実験で得られた $\bar{\eta}(m^*)$ の軽および重核分裂片に対する平均値は、それぞれ $\langle\eta_L\rangle=1.33\text{ MeV}$ と $\langle\eta_H\rangle=1.43\text{ MeV}$ である。また、核分裂片の全平均値は、 $\langle\eta\rangle=1.37\text{ MeV}$ である。これらの値を、Milton ら^[4] および Kapoor ら^[32] の実験値と比較したのが表 5-2 である。この表の誤差には、統計誤差、および 8 % の系統誤差を含めた。 $\langle\eta_L\rangle$ については、ほぼ一致している。しかし、 $\langle\eta_H\rangle$ は研究者間に差がみられ、Kapoor らの値は本研究の値より 0.4 MeV も低い。彼らのデータはばらつきが大きく、その系統誤差に原因があるのではないかと考えられる。

表 5-2 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ 軽重核分裂片から放出される中性子の平均エネルギー

データ量	本研究	Milton [4]	Kapoor [32]
$\langle\eta_L\rangle$ [MeV]	1.33±0.11	1.32	1.36
$\langle\eta_H\rangle$ [MeV]	1.43±0.11	1.31	1.03
$\langle\eta\rangle$ [MeV]	1.37±0.11	1.32	1.21

図 5-20 から、次のようなことが分かる。① $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の $\bar{\eta}(m^*)$ は対称核分裂を軸としてほぼ左右対称な鐘型の分布を示す。この傾向は $^{252}\text{Cf(sf)}$ のそれに共通している。② 重核分裂片の質量数 145 u 近傍で $\bar{\eta}(m^*)$ の極小値が見られる。これは $^{252}\text{Cf(sf)}$ と $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の場合にも見られる構造である。③ 軽核分裂片の 90 u 近傍にも極小値が存在する。これは $^{252}\text{Cf(sf)}$ や $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の場合には観測されなかった傾向であり、本研究で初めて見出された。

$\bar{\eta}(m^*)$ の分布の傾向は、次節で示す中性子数の平均値 $\bar{\nu}(m^*)$ の傾向と大きく異なる。前者は、対称核分裂を境にほぼ左右対称であるのに対し、後者はよく知られた鋸歯状の分布を示す。この原因は、Milton らが指摘しているように^[4]、次のように核分裂片のレベル密度パラメータにあると考えられる。第 1 近似として、核分裂片の励起エネルギー E_{ex} は $\bar{\nu}$ に比例すると仮定できる。また、核分裂片の温度 T は $\bar{\eta}$ に比例すると考えられる。このとき、 E_{ex} と T はレベル密度パラメータ a を用いて、

$$E_{\text{ex}} = aT^2 \quad , \quad (5-20)$$

で関係づけられるので、

$$\bar{\nu} = k_1 a \bar{\eta}^2 \quad , \quad (5-21)$$

となる。ここで k_1 は定数である。Jørgensen らは $^{252}\text{Cf(sf)}$ の核分裂片のレベル密度パラメータを本研究と同様な実験により求めた。その結果、 $a(m^*)$ は 130 u において極小値を持つ鋸歯状の分布であることを示した。この 130 u での極小値の出現は、核分裂片の殻効果を反映していると考えられる^{[33][34]}。なお、本実験で得られた $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ のデータから、 $a(m^*)$ を決定することができた。これについての結果と考察は、第 6 章で述べる。

5.4.3 中性子放出数

核分裂片の質量数に対し、それから放出される平均の中性子数 $\bar{\nu}(m^*)$ を図 5-21 に示す。表 5-1 に示したように、軽核分裂片と重核分裂について平均した中性子数 $\langle \nu_L \rangle$ と $\langle \nu_H \rangle$ は、それぞれ 1.40 と 1.03 個であり、前者の方が後者よりも約 40 % 多い。図には比較のために Apalin ら^[10]、Maslin ら^[6]、および Boldeman ら^[7] の実験値を示した。Apalin らのデータは、 $80 < m^* < 90$ u と $126 < m^* < 133$ u の範囲で他のデータより低いのが、140 u を超えると $\bar{\nu}(m^*)$ は他のデータより著しく高い。本実験の値は、質量数 100 u でくぼみがあり、140 u で膨らみが見られる。この 100 u 近傍にくぼみのある構造はすべての実験値に共通している。一方、140 u における膨らんだ構造は、Maslin らの分布には見られるが、Apalin らと Boldeman らのデータには見られない。140 u に見られる分布が実験値によって違う原因として、データ処理の違いに起因すると考えられる。Gavron が指摘したように^[25]、核分裂片と中性子を同時計測する場合、中性子による反跳の補正が必要である。図 5-22 には、この反跳の補正をする前後での $\bar{\nu}(m^*)$ の分布の違いを示した。重核分裂片領域において、反跳の補正をしない $\bar{\nu}(m^*)$ は質量数とともに直線的に増加している。しかし、補正をした場合、140 u で膨らみが現われている。Gavron らがモンテカルロ計算によって示した補正

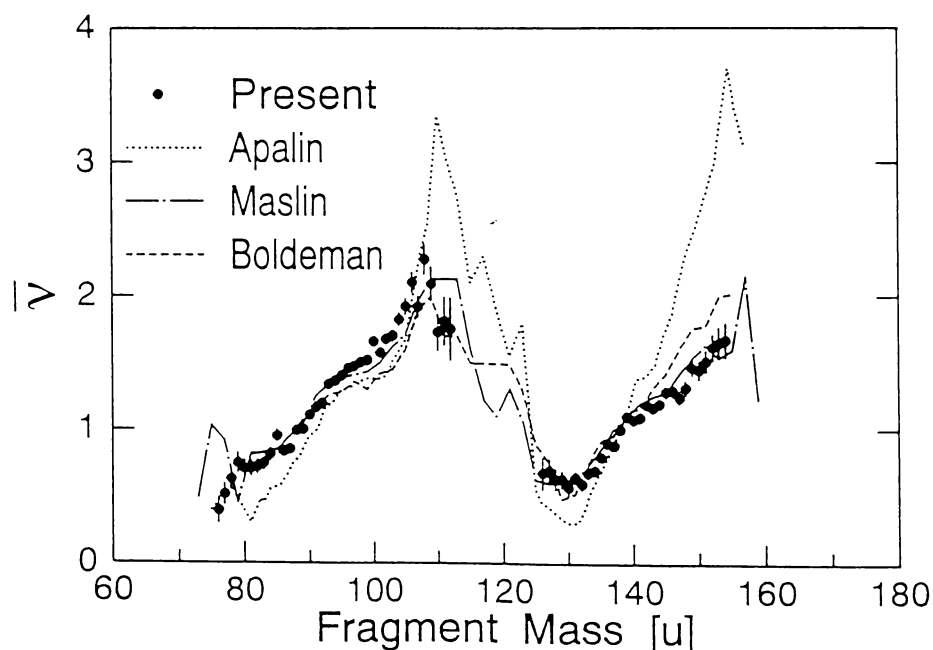


図 5-21 ● : 核分裂片の質量数に依存した平均の中性子放出数 $\bar{\nu}(m^*)$ 。Apalin ら^[10]、Maslin ら^[6]、および Boldeman ら^[7] の結果をそれぞれ点線、1 点鎖線、および破線で示す。

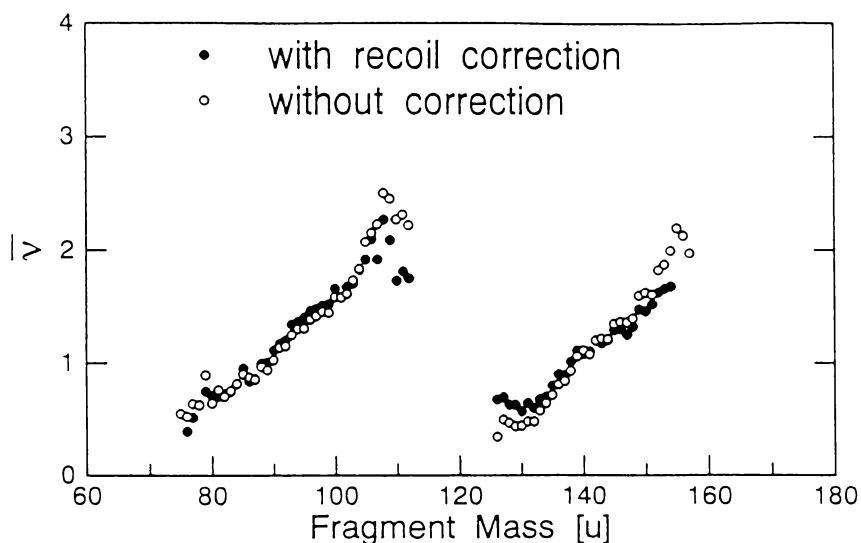


図 5-22 中性子放出による核分裂片の反跳の補正の有無による $\bar{\nu}(m^*)$ の変化。
○は補正しない場合、●は補正した場合の値。

前後の $\bar{\nu}(m^*)$ の分布の違いは、図 5-22 の傾向とよく似ている。Apalin らと Boldeman らの実験における中性子検出器の立体角は、ターゲットから見て小さいため、この補正が必要である。しかし、彼らはこの補正について記述していない。

本実験における質量分解能は半値幅で約 6 u である。この分解能の $\bar{\nu}(m^*)$ に対する影響を 5.5 節の図 5-33 で考察することができる。精度良く核分裂片の質量数を決定して得た $\bar{\nu}(m^*)$ が図 5-33 (b) の実線であるとする。これを本実験の質量分解能でなましたものが同図の 1 点鎖線である。これらの曲線の比較から、重い核分裂領域ではその値にほとんど影響がないといえる。これは、質量数に対する $\bar{\nu}(m^*)$ の変化が半値幅で約 6 u に比べて緩やかなためである。一方、軽核分裂領域に着目すると、100 u 近傍の構造がなまされている。これは、質量分解能に比べて $\bar{\nu}(m^*)$ が局所的に大きく変化しているためである。しかし、図 5-21 の文献[6][7][8]の結果から、100 u での $\bar{\nu}(m^*)$ の変化は緩やかであり、本実験値は真値と大きく違わないと考えられる。しかし、図 5-33 (b) の 115 u 近傍に着目すると、1 点鎖線は実線よりも低い値を示している。このことから、本実験値は 115 u 近傍で真値より低い値を示していることが考えられる。

TKE に対する 2 つの核分裂片から放出される中性子数の平均値 $\overline{\nu^{tot}}$ を図 5-23 に示す。ただし、ここでは重い核分裂片に対してのみ示している。また、Apalin ら^[10] と Maslin ら^[6] のデータを比較のために示した。本実験の結果を見ると、132 u 近傍に極小値がある。この傾向は他の 2 つの実験値に共通している。また、本実験では、Maslin らと同様に 146 u 近傍にも緩やかな極小値が見られる。 $m^* > 145$ u における Apalin らの値は他の 2 つの値とは大きく異なり、質量数とともに急激に上昇することがわかる。彼らが得た

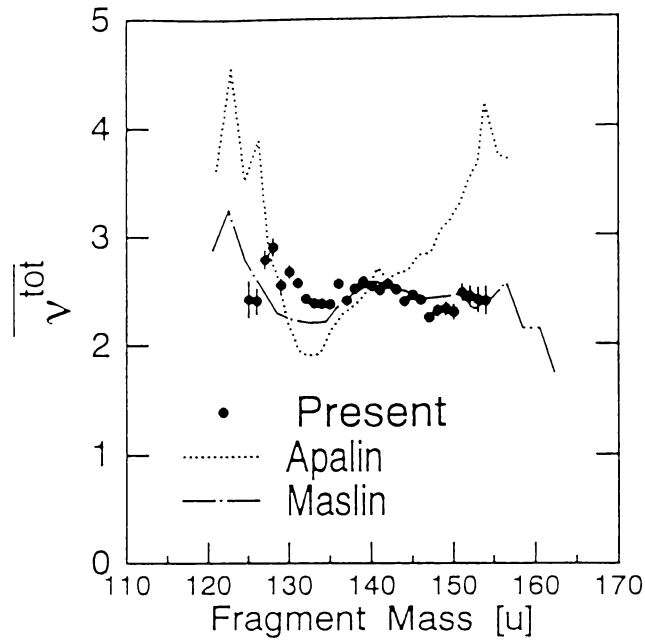


図 5-23 ● : 重い核分裂片の質量数に依存した全中性子放出数 $\overline{\nu}^{tot}$ 。
Apalin ら^[10]、Maslin ら^[6]の結果をそれぞれ点線と 1 点鎖線で示す。

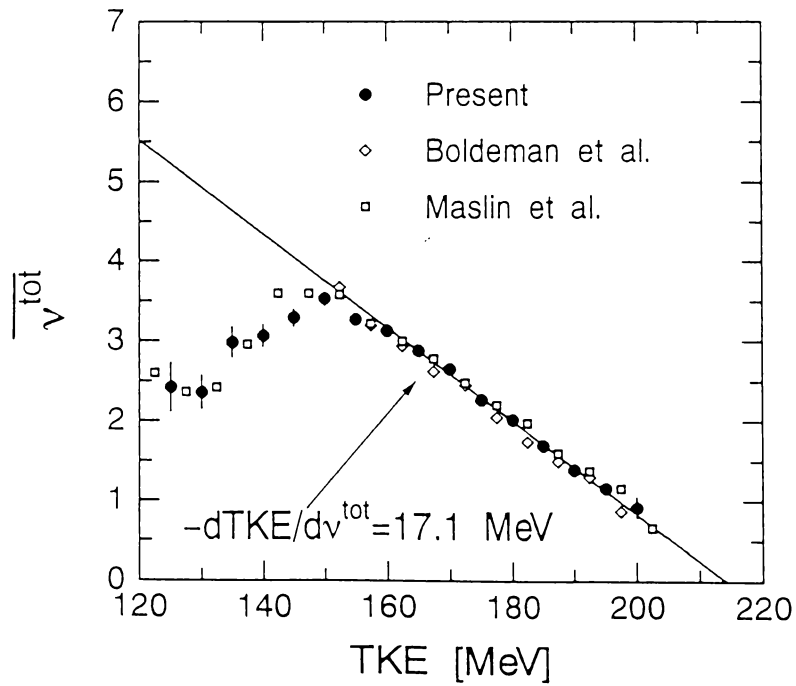


図 5-24 ● : TKE に対する全中性子放出数 $\overline{\nu}^{tot}$ 。Boldeman ら^[7]および
Maslin ら^[6]の結果をそれぞれ ◇ と □ で示す。実線は、本実験の 150 MeV
以上のデータ点を直線近似した結果。

この $\overline{v^{tot}}$ の上昇は、図 5-21 で示したように重核分裂片の領域における $\overline{v(m^*)}$ の急激な増加に原因がある。Apalin らは、図 5-23 の値を得たのと同じシステムを用いて $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ の $\overline{v^{tot}}(m^*)$ を得た。これを第 3 章の図 3-12 に破線で示したが、彼らの $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ の値は、 $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ と同様に 140 u 以上で増加している。同じく図 3-12 には、2V2E 法で得た本実験値としての $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ の値を示したが、これは Apalin らの値に近い。本研究で得た、直接法としての $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ の $\overline{v^{tot}}(m^*)$ の値と、間接法としての $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ の値が、140 u 以上で異なる傾向を示していることがわかる。すなわち、前者は質量数に対してほぼ一定であるが、後者は質量数とともに増加する。 ^{235}U と ^{239}Pu の実験において、Apalin らが等しい測定と解析を行っているとするれば、本実験値の差は親核の違いによるものではないといえる。Kim ら^[35]は 2V2E 法によって $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ の $\overline{v^{tot}}(m^*)$ を求めた。彼らは、図 5-23 の Apalin らの結果とほぼ同じく、140 u 以上で上昇してゆく実験値を得た。そしてこの傾向は本研究の 2V2E 法による $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ の $\overline{v^{tot}}(m^*)$ の傾向と共通する。すなわち、間接法を用いると、 $\overline{v^{tot}}(m^*)$ が $m^*=140$ u 以上で増加する結果を導くと言える。しかし、直接法と間接法で $\overline{v^{tot}}(m^*)$ に差が現われる原因は明らかでない。なお、 $\overline{v^{tot}}$ は、2つの核分裂片が持つ励起エネルギーの平均値 \overline{TXE} をよく表す値であるといえる。 $\overline{TXE}(m^*)$ についての詳しい議論は、5.4.4 節で示す。

$\overline{v^{tot}}$ を全運動エネルギー TKE の関数として示したのが図 5-24 である。比較のために Boldeman ら^[7]、および Maslin ら^[6]の実験値を示した。本実験で得られた $\overline{v^{tot}}$ は、 $TKE > 150$ MeV において、 TKE 対し直線的に減少する。この範囲で実験点を直線近似して得られた傾き $-dTKE/dv^{tot}$ は、 17.1 ± 0.3 MeV/neutron である。Boldeman ら^[7]と Maslin ら^[6]が得た傾きは、それぞれ 16.7 と 18.5 MeV/neutron である。本実験の値は Boldeman らの結果に近い。150 MeV 以下においては、 TKE の低下とともに $\overline{v^{tot}}$ も減少し、この傾向と値はともに Maslin らの値と一致している。一方、 $^{252}\text{Cf}(sf)$ において測定された $\overline{v^{tot}}(TKE)$ を見ると^[3]、160 MeV 以下で直線からはずれて、 $\overline{v^{tot}}$ が飽和してゆくのが観測されている。 $^{235}\text{U}(n_{th},f)$ と $^{252}\text{Cf}(sf)$ に見られるこの傾向の原因として、核分裂片から放出される γ 線の数が増加することが考えられる。系が持つ Q 値に相当するエネルギーは保存されるので、系の TKE が低いと、その分 TXE は増加する。この励起エネルギーは中性子と γ 線によって放出される。実験で観測されたように、 $\overline{v^{tot}}$ が飽和もしくは低下することは、中性子放出が禁止される代わりに γ 線によるエネルギー放出が増加することを意味する。この理由として、核分裂片の持つ角運動量の増加が考えられる。中性子は励起エネルギーを約 7 MeV 持ち去るが、角運動量は $\hbar/2$ しか持ち去ることができない。一方、7 MeV よりはるかに低いエネルギーの γ 線を多段的に放出することで、核分裂片は角運動量を減らすことができる。 TKE が小さい状態にある核分裂片は高い励起エネルギーを持つとともに大きな角運動量状態にあると考えれば、多段的に γ 線が放出されたことが推測される。

核分裂片の質量数と全運動エネルギーに対する中性子数 $\nu(m^*, TKE)$ を示したのが図 5-25 である。ただし、 TKE を 5 MeV 幅のビンとし、ビンの中心値として 140 MeV から 195 MeV までを示した。以下、 TKE を固定したときの中性子数の分布を $\nu_{TKE}(m^*)$ で表す。この図の中には、図 5-21 に示した $\bar{\nu}(m^*)$ を比較のために示した。重核分裂片の領域に着目すると、 $155 < TKE < 190$ MeV に相当する $\nu_{TKE}(m^*)$ の傾きは 140 u を境に変化し、140 u を超えると傾きは緩やかになる。傾きの境界としての質量数 140 u は、 $\bar{\nu}(m^*)$ に見られた膨らみの位置に対応する。軽核分裂片領域では、核分裂片の質量数に対する $\nu_{TKE}(m^*)$ の増加割合は、 $\bar{\nu}(m^*)$ のそれに比べて大きい。この傾向は、Maslin ら^[6] によっても示されている。この $\bar{\nu}(m^*)$ と $\nu_{TKE}(m^*)$ の傾きの差は、 Q 値の質量数依存性から理解できる。後の図 5-30 で示すように、 $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ における Q 値は質量非対称から質量対称に向かうにつれて増加し、 $m_L^*/m_H^* = 104/132$ u で最大値を取る。ここを超えて対称領域に向かうと Q 値は低下する。したがって、 TKE にゲートをかけた核分裂片の励起エネルギー $TXE_{TKE}(m_L^*/m_H^*)$ は、 $Q(m_L^*/m_H^*) - TKE$ で表されることから、軽核分裂領域で見た $TXE_{TKE}(m_L^*/m_H^*)$ は、 $m_L^* < 104$ u で質量数とともに急激に増加する。一方、平均の全運動エネルギー $\overline{TKE}(m_L^*)$ の質量数に対する増加傾向は、後の図 5-30 で示すように $Q(m_L^*/m_H^*)$ と似ているため、全励起エネルギーの平均値 $\overline{TXE}(m_L^*/m_H^*)$ は質量数に対して大きな変化を示さない。この $\overline{TXE}(m_L^*/m_H^*)$ の一定性は図 5-23 によく現われている。このように $\overline{TXE}(m_L^*/m_H^*)$ とは違って、 $TXE_{TKE}(m_L^*/m_H^*)$ が質量数とともに増加することが軽核分裂領域に見られる $\nu_{TKE}(m^*)$ の急激な増加の原因であると考えられる。

図 5-26 は、 $\nu(m^*, TKE)$ を TKE に対して示したものである。ただし、ここでは質量数を 2 u の幅を持つビンとし、それぞれの m^* に対する $\nu(m^*, TKE)$ を $\nu_{m^*}(TKE)$ で表す。個々の核分裂片についても TKE と ν の間には直線関係があることがわかる。図の直線は、データ点を直線でフィットした結果である。93 u $< m^* < 106$ u に相当する $\nu_{m^*}(TKE)$ に着目すると、 TKE の低い領域における ν は直線からはずれて飽和もしくは低下するのがわかる。前述の議論から、この領域で γ 線が多く放出されることが推測される。図 5-26 で興味深いのは、中性子放出数の傾き $-d\nu/dTKE$ が核分裂片ごとに異なることである。特に、2 重魔法数に近い 132 u 近傍での $-d\nu/dTKE$ が最も緩やかである。核分裂片に対する $-d\nu/dTKE$ を調べたのが図 5-27 である。 $-d\nu/dTKE(m^*)$ は $\bar{\nu}(m^*)$ に似て鋸歯状の分布を示すことが分かった。特に、2 重魔法数 132 近傍で最小値を取ることがわかる。 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ でもこの分布が詳しく調べられ、やはり鋸歯状の分布を示すことが報告されている^[3]。一方、 $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ については、この分布を Boldeman らが測定して鋸歯状の分布を得ているが^[7]、本実験値の方が統計精度がよい。細部に注目すると、140 u 近傍でも $-d\nu/dTKE(m^*)$ にくぼみが見られる。この構造は $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ と $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ を通じて初めて確認された。このくぼみの説明として、Wilkins ら^[36] が示した変形核の中性子殻効果が考えられる。彼らは、中性子数 $N=86$ 、変形 $\beta=0.65$ で中性子の殻補正エネルギーが負の大きな値をとることを計算で示した。この数に等しい中性子を持つ $^{235}\text{U}(n_{\text{thf}})$ の核分裂片は 141 u であり、これは窪み

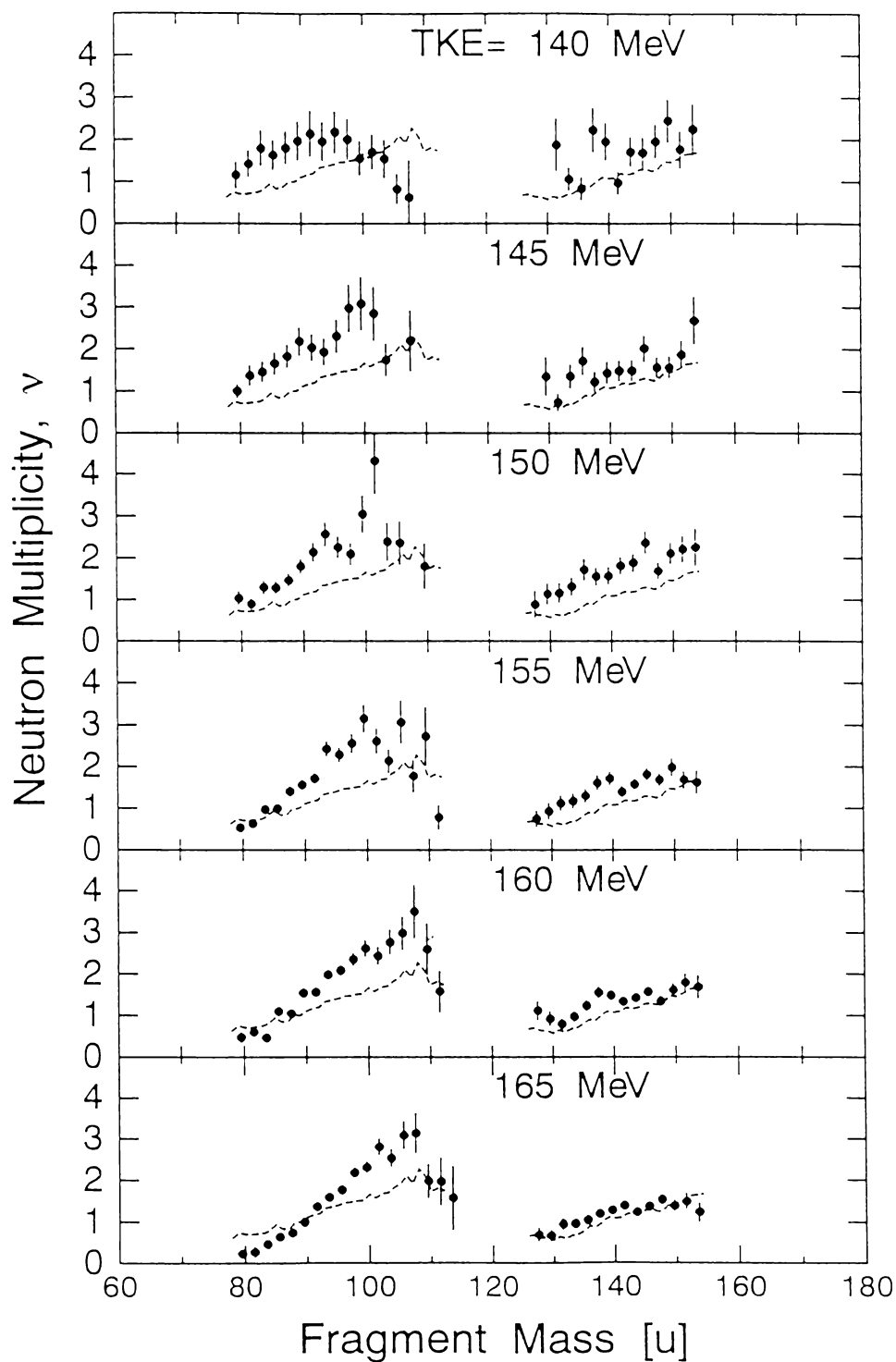


図 5-25 TKE を 5 MeV 幅のビンに区切ったときの、核分裂片の質量数に対する中性子数の変化 $\nu_{TKE}(m^*)$ 。破線は平均値 $\bar{\nu}(m^*)$ を表し、すべて同一。

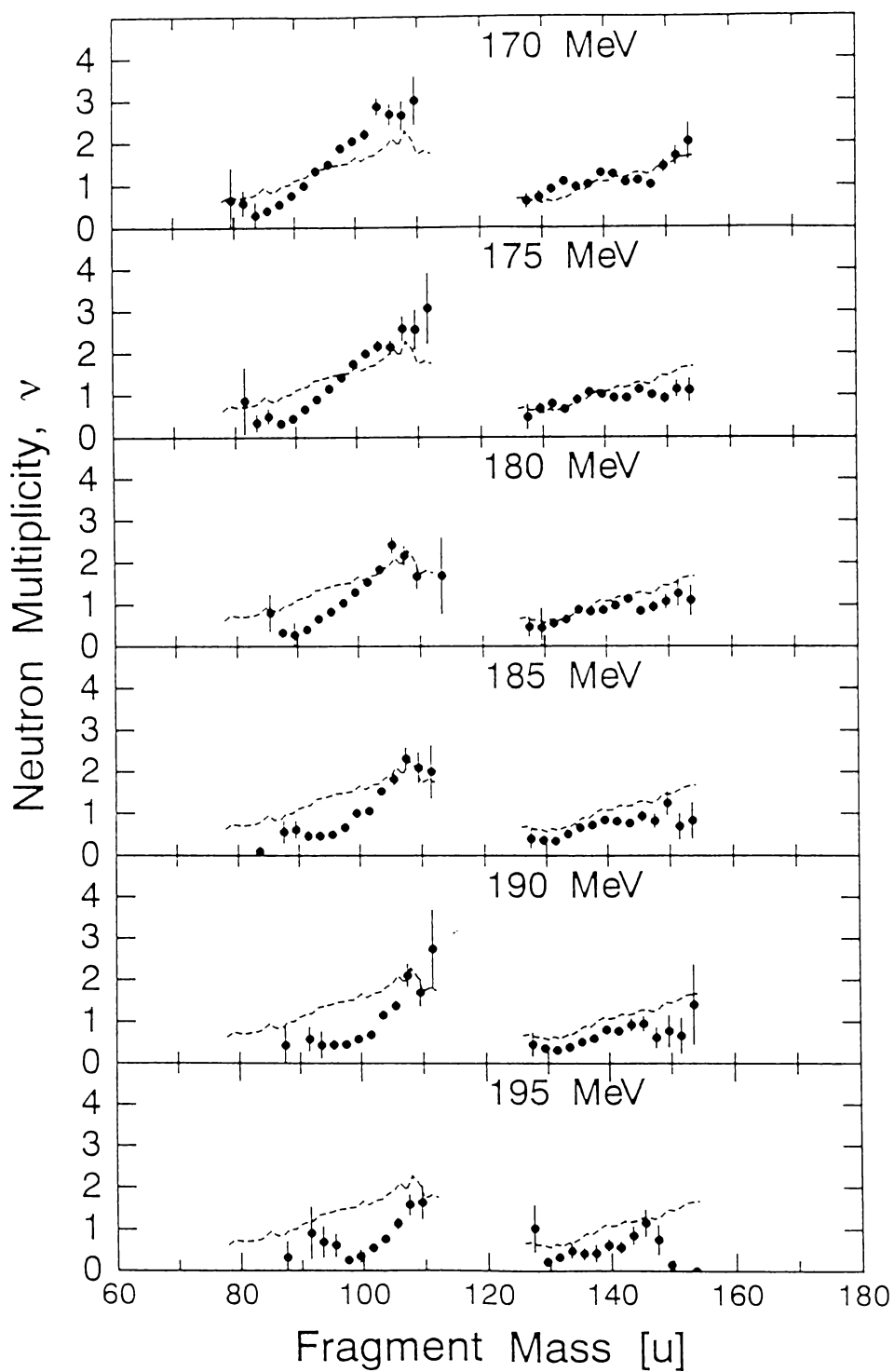


図 5-25 続き。

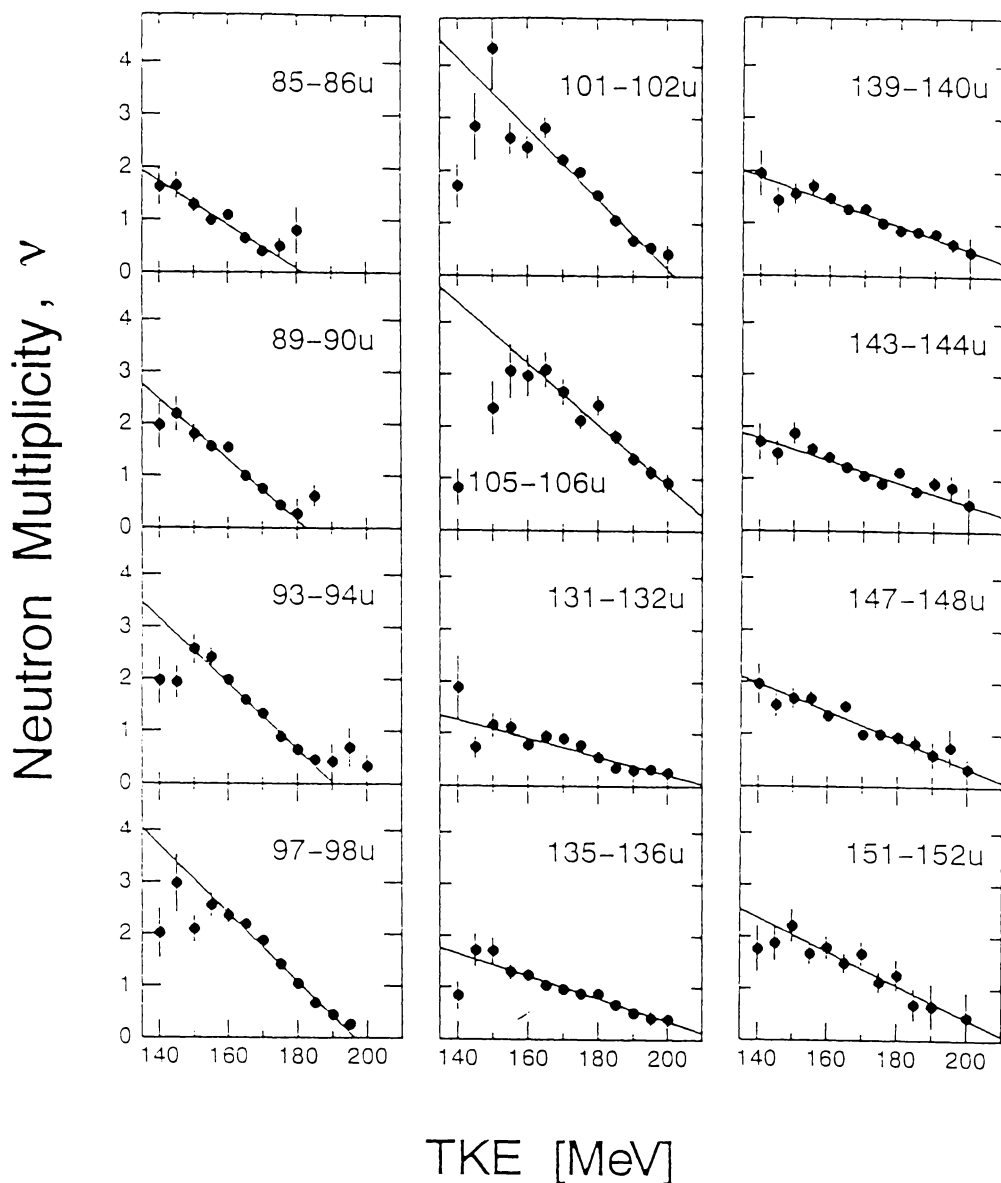


図 5-26 質量数を 2 u のビンに区切ったときの中性子数の全運動エネルギーに対する変化 $\nu_m(TKE)$ 。実線は直線近似した結果を表す。

の位置と重なる。 $-dv/dTKE$ は分離点における原子核の柔らかさを与える指標であることを 5.1 節で示した。そして、この値は殻補正エネルギー $\delta W(m^*)$ を用いて表され、 $\delta W(m^*)$ が負の方向に大きな値であると、式(2-50)、(2-51)として示したようにスティフネス C_2 が大きく、 $-dv/dTKE$ が小さい値を示すと推測される。従って、132 u 近傍の核分裂片の C_2 は最も大きく、140 u 近傍の核分裂片の C_2 は局所的に大きいことを意味する。

図 5-26 のデータ点を直線近似すると $v_{m^*}(TKE)$ が 0 になる全運動エネルギーが得られる。このエネルギーは、系が得ることのできる TKE の最大値 TKE_{\max} を表す。これを核分裂片に対して示したのが図 5-28 である。軽核分裂片の TKE_{\max} の誤差に比べて、重核分裂片の誤差の方が大きいのは、後者の方が $-dv/dTKE$ の値が小さく、横軸を通る位置を直線近似で決定する際に誤差を生じ易いためである。この図には、Möller らによる原子核質量表^[37]を用いて計算した $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ の Q 値の最大値 Q_{\max} を同時に示した。ただし、この値は 3.3 節で示した方法によって求めた。この図からみて、軽核分裂領域では TKE_{\max} と Q_{\max} はよく一致しており、中性子放出数は軽核分裂片の励起エネルギーをよく反映していると言える。しかし、重核分裂片でこれらの値が一致するのは 130 u 近傍の核分裂片だけで、 $140 < m^* < 150$ u では明らかに TKE_{\max} が Q_{\max} を上回っている。Jørgensen らは^[3]、これと同様な方法で $^{252}\text{Cf}(sf)$ の $TKE_{\max}(m^*)$ を得ている。彼らの結果を見ると、軽核分裂片から得た $TKE_{\max}(m_L^*)$ とこれと対をなす重核分裂片の $TKE_{\max}(252 - m_L^*)$ とは $m_L^* < 115$ u の領域でほとんど一致しており、その差は高々 5 MeV である。しかし、本実験における $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ では、 $TKE_{\max}(m_L^*)$ と $TKE_{\max}(236 - m_L^*)$ の差は最大 20 MeV に達している。この原因は明らかでない。

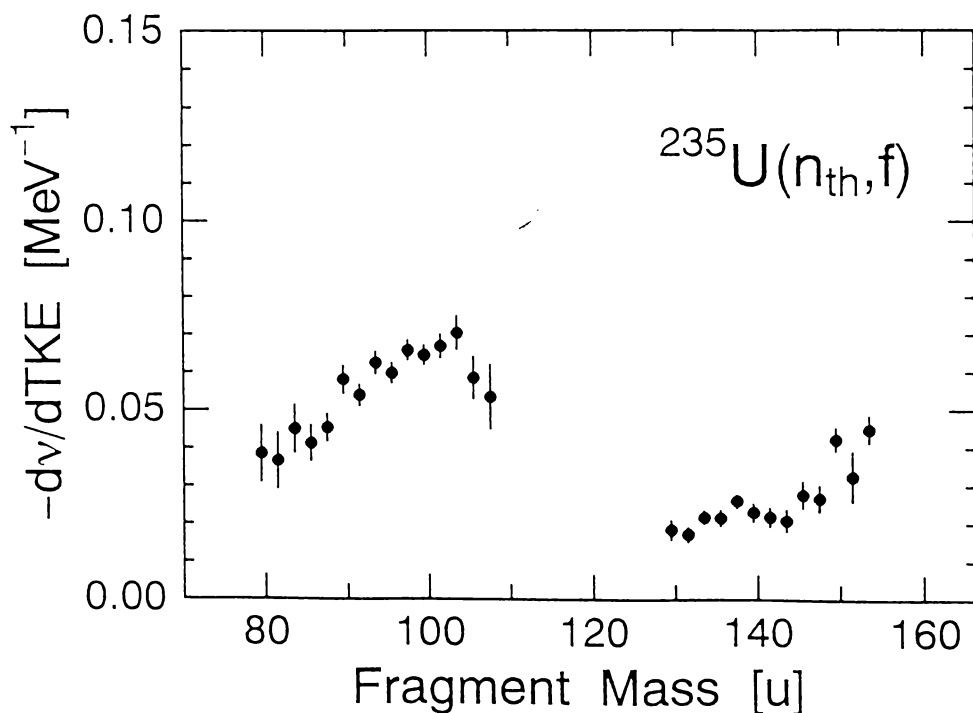


図 5-27 核分裂片に対する $-dv/dTKE$ 。

対をなす核分裂片からの中性子数の和 ν^{tot} を、全運動エネルギーについて 5 MeV ビンに区切り、重核分裂片質量数に対して示したのが図 5-29 である。以下、この分布を $\nu_{TKE}^{tot}(m^*)$ で表す。同図には、図 5-23 で示した平均の中性子数 $\overline{\nu^{tot}}(m^*)$ を比較のために示した。 $\overline{\nu^{tot}}(m^*)$ に見られる 132 u での極小値は、個々の $\nu_{TKE}^{tot}(m^*)$ については見られない。また、 $\overline{\nu^{tot}}$ の値は質量数に対してあまり変化しないのに対し、 ν_{TKE}^{tot} は質量数に対して大きく変化する。両者の m^* に対する違いは、図 5-25 の説明で示したように、 $Q_{max}(m^*)$ の分布で説明される。ゲートをかける TKE の幅を狭くすることにより、このゲート内での系の全励起エネルギーの分布 $TXE_{TKE}(m_L^*/m_H^*)$ は質量数に対して大きく変化し、その変化は $Q_{max}(m^*)$ の変化と一致する。したがって、 $m^* > 132$ u における $\nu_{TKE}^{tot}(m^*)$ は重核分裂片の質量数とともに低下する。この傾向は、 $160 < TKE < 180$ MeV の範囲にある $\nu_{TKE}^{tot}(m^*)$ に顕著に見られる。一方、 $m^* > 132$ u における平均の励起エネルギー \overline{TXE} は質量数に対してあまり変化しないために、 $\overline{\nu^{tot}}(m^*)$ はこの質量数範囲でほぼ一定の値を持つ。

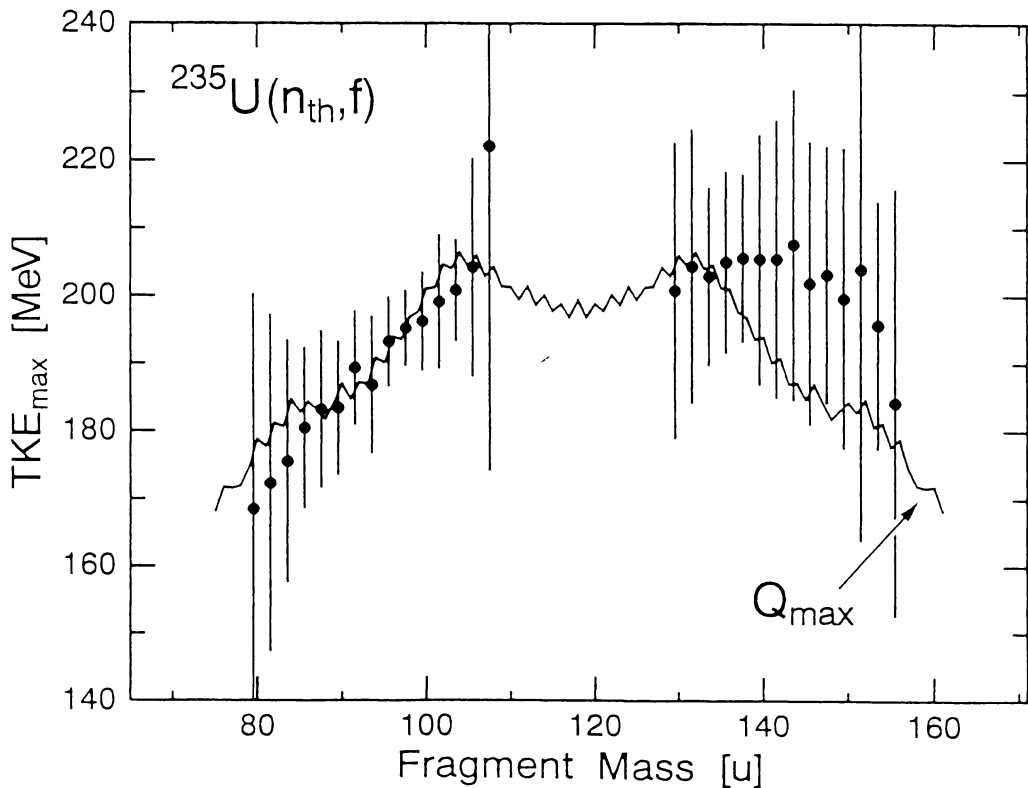


図 5-28 $\nu_{m^*}(TKE)$ から得た全運動エネルギーの最大値 TKE_{max} 。実線は $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ の Q_{max} 計算値を表す。

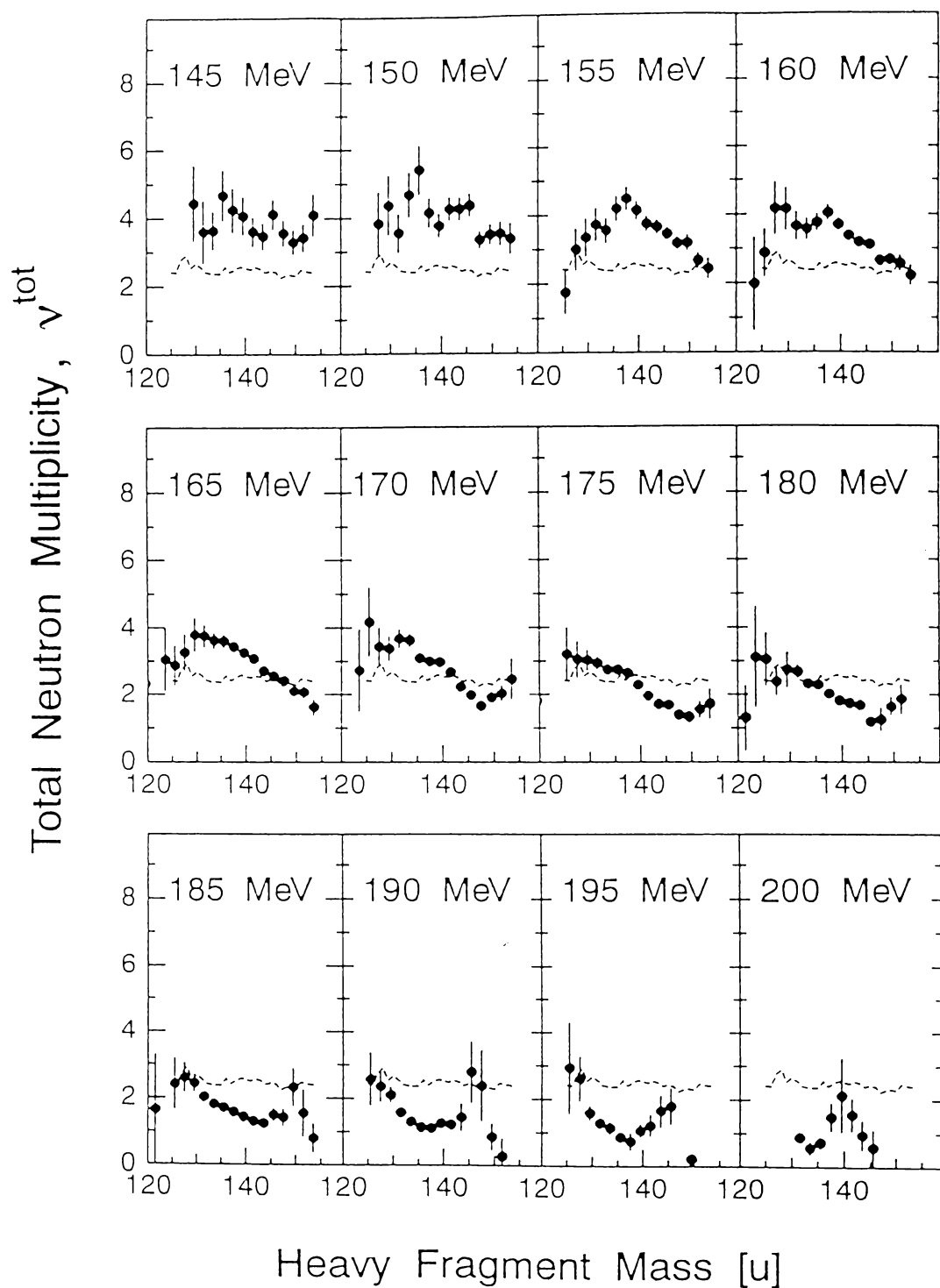


図 5-29 TKE を 5 MeV 幅のビンに区切ったときの核分裂片の質量数に依存した ν^{tot} 。破線は $\overline{\nu^{\text{tot}}}$ (図 5-23) で、すべて同一。

5.4.4 エネルギー分割

この節では、核分裂過程で開放されるエネルギーについて議論する。図 5-28 で示した $Q_{\max}(m^*)$ をあらためて図 5-30 に示す。ただし、ここでは重核分裂片領域のみを示した。また、図 5-31(a)には次式で求めた系の全励起エネルギーの平均値を示す。

$$\overline{TKE}(m_L^* / m_H^*) = \overline{E}_{ex}(m_L^*) + \overline{E}_{ex}(m_H^*) \quad , \quad (5-22)$$

ここで、 \overline{E}_{ex} は、図 5-20 の $\overline{\eta}(m^*)$ と図 5-21 の $\overline{\nu}(m^*)$ を式(2-59)に代入して求めた。図 5-31(a) に示した実線は、 \overline{TKE} の実験データ点を滑らかに結んだものである。また、同図の点線は Q_{\max} から平均の全運動エネルギー \overline{TKE} を差し引いて求めたものである。ここで、 $\overline{TKE}(m^*)$ として図 5-30 に示す Schmitt らの実験値を用いた^[27]。Schmitt らの $\overline{TKE}(m^*)$ は、本研究よりエネルギー分解能が優れ、詳細な分布を議論するのに適していると考えられる。また、この計算に用いた Q_{\max} は、図 5-30 の分布を本実験の質量分解能でなました値とした。

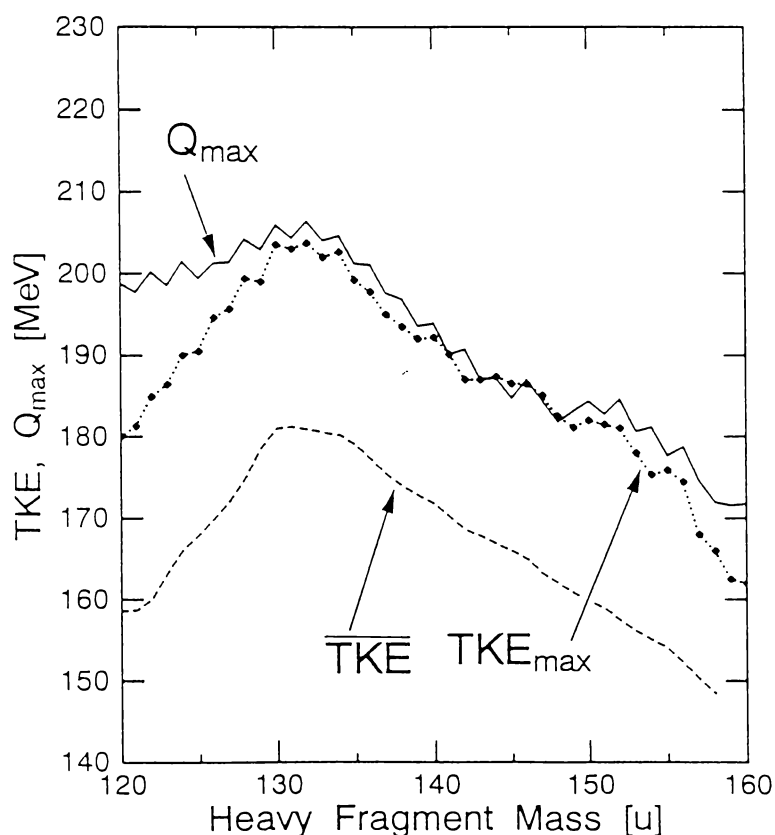


図 5-30 Q 値と全運動エネルギーの関係。実線は Q_{\max} 、● は TKE_{\max} ^[38]、波線は \overline{TKE} ^[27]を表す。

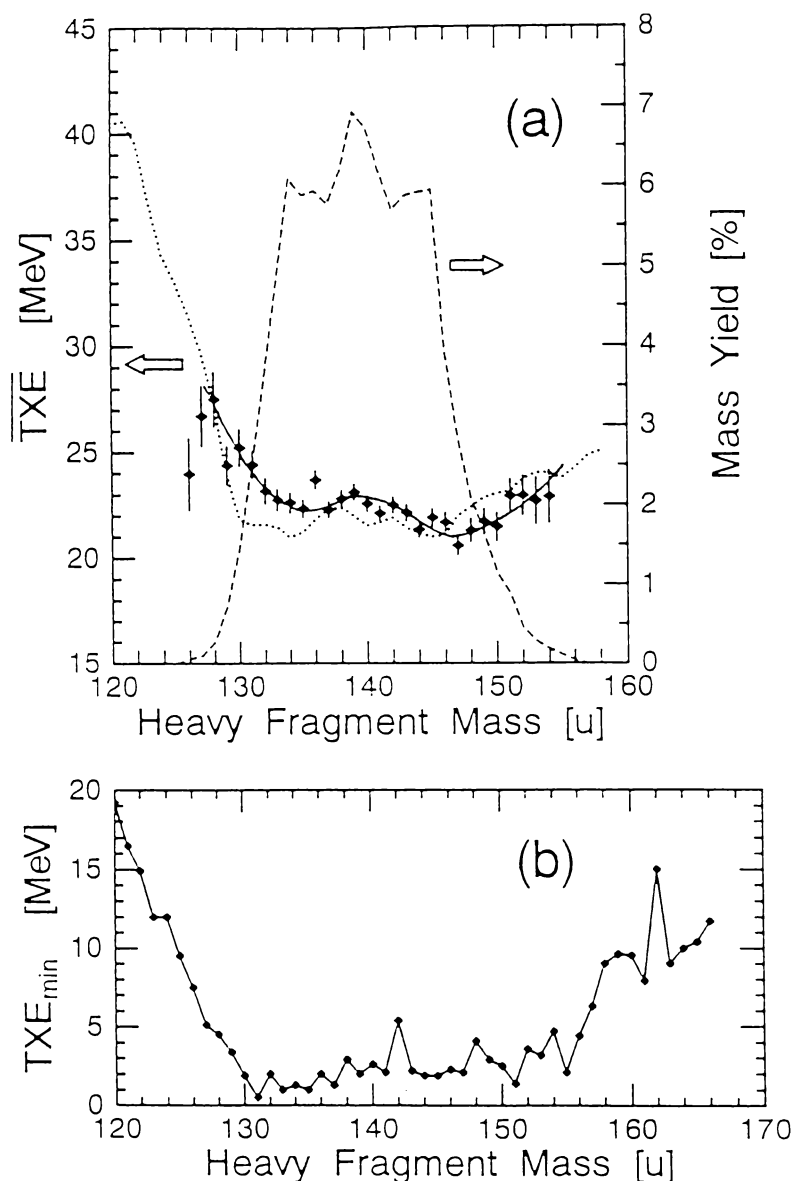


図 5-31 (a) 本実験で得た中性子の数と中性子エネルギーをもとに計算した全励起エネルギーの平均値 \overline{TXE} (◆)。点線は $Q_{\max} - \overline{TKE}$ として求めた \overline{TXE} 。ただし、 \overline{TKE} として文献[27]の値を引用した。さらに、Geltenbort らの質量数分布^[20]を点線で示した。(b) Gönnerwein らが求めた TXE_{\min} ^[38]。

図 5-31(a)から、ほとんどの質量数範囲で上記 2 つの方法によって計算した \overline{TXE} が約 1.5 MeV 以内で一致している。従って、本実験で得た中性子数とそのエネルギーの平均値から評価された核分裂片の全励起エネルギーは、式(3-19)のエネルギー保存則を満足していると言える。

図 5-31(a)として示したように、中性子のデータから得た $\overline{TXE}(m^*)$ の特徴は、

① $m^* < 130$ u の対称核分裂領域で急激にこの値が上昇すること、②質量数 134 u と 146 u に極小値が観測されることである。① の特徴は、 $\overline{TKE}(m^*)$ から得た値にも共通している。また全体的に見ると、 $m^* > 152$ において $\overline{TKE}(m^*)$ が単調に増加すると仮定すれば、 $132 < m^* < 152$ u の範囲に励起エネルギーの底が形成されている。この分布を質量数分布と比較するために、図 5-31(a) には Geltenbort ら^[20] の $Y(m^*)$ を示した。 $Y(m^*)$ と $\overline{TKE}(m^*)$ の比較から、次のことがわかる。① $\overline{TKE}(m^*)$ に見られるエネルギーの底に相当する質量数の範囲に $Y(m^*)$ が生成される。とくに、 $m^* < 132$ u での $\overline{TKE}(m^*)$ の急激な増加にともない $Y(m^*)$ が減少している。② 134 u と 145 u に見られる $\overline{TKE}(m^*)$ の極小値は、 $Y(m^*)$ に現われるピークの位置とはほぼ重なっている。このことから、系のとる励起エネルギーが小さな値をとるような質量分割が優先されるという核分裂反応における質量数生成の 1 つの解釈が可能である。

Gönnenwein らは、系のとる励起エネルギーの極小値 $TXE_{\min}(m^*)$

$$TXE_{\min}(m^*) = Q_{\max}(m^*) - TKE_{\max}(m^*) \quad , \quad (5-23)$$

と $Y(m^*)$ の関係を議論した^{[38][39]}。ただし、 $TKE_{\max}(m^*)$ は系の取る全運動エネルギーであり、この値は運動エネルギーの測定から求められたものである。図 5-30 にこの $TKE_{\max}(m^*)$ を示す^[38]。これから、 Q_{\max} に相当する高い $TKE_{\max}(m^*)$ を得ることのできる質量数範囲は、 $130 < m^* < 155$ u に限られることがわかる。このことから、 $TXE_{\min}(m^*)$ が図 5-31(b) のような分布になる^[38] ことが容易に理解できる。ここで注意すべきことは、 Q_{\max} を求める際に彼らは本研究で用いたものとは異なる質量表を用いているため、彼らの Q_{\max} は図 5-30 と少し異なることである。図 5-31 から明らかなことは、 $TXE_{\min}(m^*)$ が 2～3 MeV と小さな値を持ちうる質量数範囲は $130 < m^* < 156$ u であり、この範囲においてのみ冷たい核分裂が起こることである。これに対し、 $m^* < 130$ u や $m^* > 156$ u では、最も冷たい核分裂でさえいくらか励起エネルギーを持つ。そして、質量数分布は、真に冷たい核分裂が生じる位置 ($130 < m^* < 156$ u) に現われている。

図 5-31(a) から明らかなように、質量数が 130 u から 120 u に移るときの \overline{TKE} の上昇は約 17 MeV である。そして、この増加量は同じ質量数に対応した TXE_{\min} の増加量にほぼ等しい。対称核分裂領域での励起エネルギーが典型的な非対称領域に比べて大きい値を示す理由として 2 つのことが考えられる。その 1 つは、対称領域における 2 つの核分裂片は、分離点において大きく変形をしていることである。もう 1 つは、分離点において高い内部励起エネルギーを持っていることである。ところで、複合核 ^{236}U の持つ内部励起エネルギーは 6.5 MeV である^[40] ことを考えれば、対称領域が非対称に比べて 17 MeV も大きな内部励起エネルギーをもつことは考えにくい。従って、対称核分裂領域における内部励起エネルギーの増加は、分離点において 2 つの核分裂片の変形エネルギーが高いことを表すと考えられる。そしてこの変形エネルギーの大きな所では質量数が形成されにくいことから、分離点においてよりコンパクトな配置をとるよう質量分割が決まると考えられる。

5.5 節 BGM モデルによる解析

5.5.1 限界形状の決定

はじめに、Standard 1 と Standard 2 への分岐確率 p_c ($c=1, 2$)を知る必要がある。第3章の $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の解析では、実験で得られた質量数分布 $Y(m^*)$ を2つのチャンネルの成分に分離することで p_c をもとめた。しかし、本章で述べた $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の実験では、 ^{235}U のターゲット厚さを第3章の ^{239}Pu ターゲットよりもかなり厚くとした。このため、ここで得られた $Y(m^*)$ は質量分解能があまりよくなく、 p_c を求めるのに適さない。そこで、より分解能のよい $Y(m^*)$ の測定値から p_c を求めた研究例を調べた^{[13][41][42]}。表 5-3 は、代表的な3つの文献から引用した p_c と各チャンネルに相当する質量数分布 $Y_c(m^*)$ の基本量を表したものである。ただし、 $Y_c(m^*)$ はガウス型の分布としている。Straede ら^[13] および Hambsch ら^[41] は、いずれも精度のよい質量数分布をもとに p_1 と p_2 決定している。また、Fan らの値は、Straede ら^[13] の実験値を解析したものである。彼らが得た値は互いによく一致していることがわかる。この ^{236}U の結果と第3章で示した ^{240}Pu の結果(表 3-2)を比べると、Standard 1 の寄与が前者は約 18 %と後者の 25 % に比べて少ないことがわかる。しかし、Standard 1 と Standard 2 のピーク値である \bar{m}_1^* と \bar{m}_2^* の値に注目すると、いずれも両反応間では等しいことがわかる。また、 $Y_c(m^*)$ の標準偏差である $\sigma_{m^*,1}$ と $\sigma_{m^*,2}$ を ^{236}U について見ると、後者の方が大きな値を示している。この傾向は ^{240}Pu についてもいえる。こうしたことを念頭に置き、ここでは Hambsch らの $Y_c(m^*)$ を用いて解析を進めた。

表 5-3 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ における2つのチャンネルへの分岐確率と質量数分布の基本パラメータ

研究者	p_1 [%]	p_2 [%]	\bar{m}_1^* [u]	\bar{m}_2^* [u]	$\sigma_{m^*,1}$ [u]	$\sigma_{m^*,2}$ [u]
Straede [13]	18.6	81.4	133.6	140.7	2.58	4.89
Hambsch [41]	18.3	81.4	133.9	141.1	2.63	4.96
Fan [42]	17.8	82.1	133.1	140.6	2.47	4.53

図 5-32 の上の図は、Hambsch らが求めた $Y_c(m^*)$, ($c=1, 2$) および $Y_1(m^*)$ と $Y_2(m^*)$ の和を、Schmitt ら^[27] が実験で得た質量数分布とともに示したものである。 $Y_1(m^*)$ と $Y_2(m^*)$ の和は Schmitt らの実験値をよく再現している。この $Y_c(m^*)$ を本実験値と比較するために、 $Y_c(m^*)$ を本実験の質量分解能(半値幅で 6 u) でなました分布を図 5-32 の下部に示した。同じく図には、なまされた $Y_1(m^*)$ と $Y_2(m^*)$ の和を実線として示してあり、これは本実験値をよく再現している。このことから、本実験値で得た $Y(m^*)$ は2つのチャンネルの重ねあわせで表されると言える。

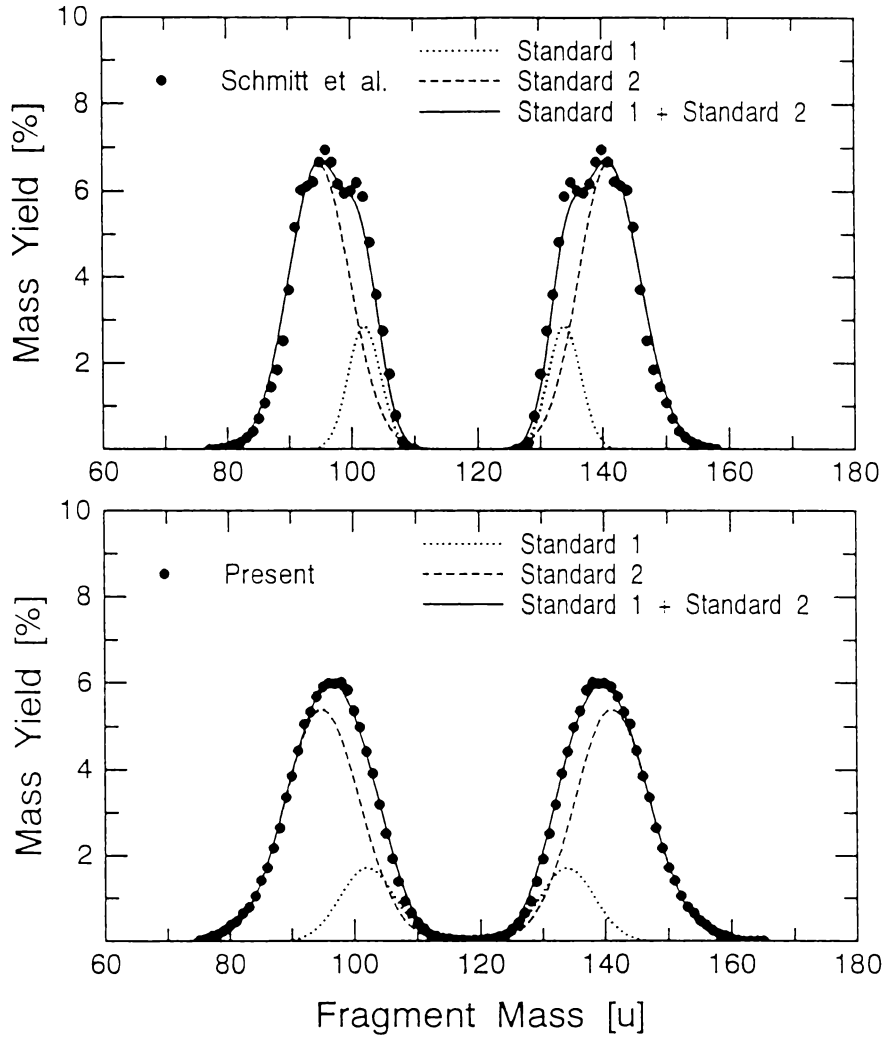


図 5-32 (上) ● : Schmitt ら^[27] による質量数分布。点線と破線は Hambsch らが求めた Standard 1 と Standard 2 チャンネルの質量数分布、 $Y_1(m^*)$ と $Y_2(m^*)$ 。実線は $Y_1(m^*)$ と $Y_2(m^*)$ の和を表す。(下) 本実験値を $Y_1(m^*)$ と $Y_2(m^*)$ に分離したもの。実線は $Y_1(m^*)$ と $Y_2(m^*)$ の和を表す。

次に、 $Y_c(m^*)$ から $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の限界形状を決定した。この計算は第 3 章の $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の場合と同じく、式(2-28)～(2-32)および式(2-18)～(2-24)を用いて行った。この結果得られた限界形状を表すパラメータ値を表 5-4 に示す。Standard 1 と Standard 2 のパラメータの顕著な違いは、前者の方が後者より 13 % ほど核の長さ ($2l$) が短いことである。この長さの比は、表 3-3 として示した ^{240}Pu の場合とほぼ同じである。

表 5-4 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ 限界形状パラメータ：単位は fm

パラメータ	Standard 1	Standard 2
l	14.41	16.57
r	2.619	3.014
z	9.435	12.560
c	0.02654	0.01151
a	1.331	2.648
r_1	5.633	5.337
r_2	5.098	4.497
ζ_1	4.029	2.783
ζ_2	14.67	21.49

5.5.2 解析結果と実験結果との比較

(1) 全運動エネルギー分布

表 5-4 に示した限界形状から、それぞれのチャンネルに相当する全運動エネルギー分布 \overline{TKE}_c を 2.2.2 節 に示した方法により決定した。得られた結果を図 5-33 (a) に示す。この図で、 \overline{TKE}_1 と \overline{TKE}_2 をそれぞれ点線と破線で示す。 \overline{TKE}_2 より \overline{TKE}_1 の方がエネルギーが約 15 MeV 高いのは、Standard 1 の l が Standard 2 に比べて約 13 % 短いためである。また、実線は、式(2-45)で計算した $\overline{TKE}(m^*)$ である。これは、2つのチャンネルの p_1 と p_2 を重率として \overline{TKE}_1 と \overline{TKE}_2 を加えたものである。その結果、質量数 130 u に極大値が現われることがわかる。また、1点鎖線は実線で示した $\overline{TKE}(m^*)$ を、本実験の質量分解能でなましたものである。分解能の低下により、130 u 近傍に現われる運動エネルギーの極大値は低下する。このなまされた $\overline{TKE}(m^*)$ を実験値と比較すると、① 質量数 132 u 近傍に現われる $\overline{TKE}(m^*)$ の極大値、② $m^* > 135$ u における \overline{TKE} の質量数に対する傾きの両方について計算値は実験値をほぼよく再現している。この2つの特徴は、図 3-17 で示した $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の $\overline{TKE}(m^*)$ に見られる特徴と共通している。複合核 ^{240}Pu の限界形状の長さ l と ^{236}U のそれは 0.6 fm 以内ではほぼ等しい一方で、前者の陽子数の方が後者より 2 個多いことから、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の $\overline{TKE}(m^*)$ の方が、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ のそれよりも全体として約 5 MeV だけ値が小さい。この差は両反応の実験値にもいえる。このような点から、BGM モデルは $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ と $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の $\overline{TKE}(m^*)$ の分布形状に加えて、核分裂反応系の違いによる $\overline{TKE}(m^*)$ の絶対値の変化も再現できると言える。

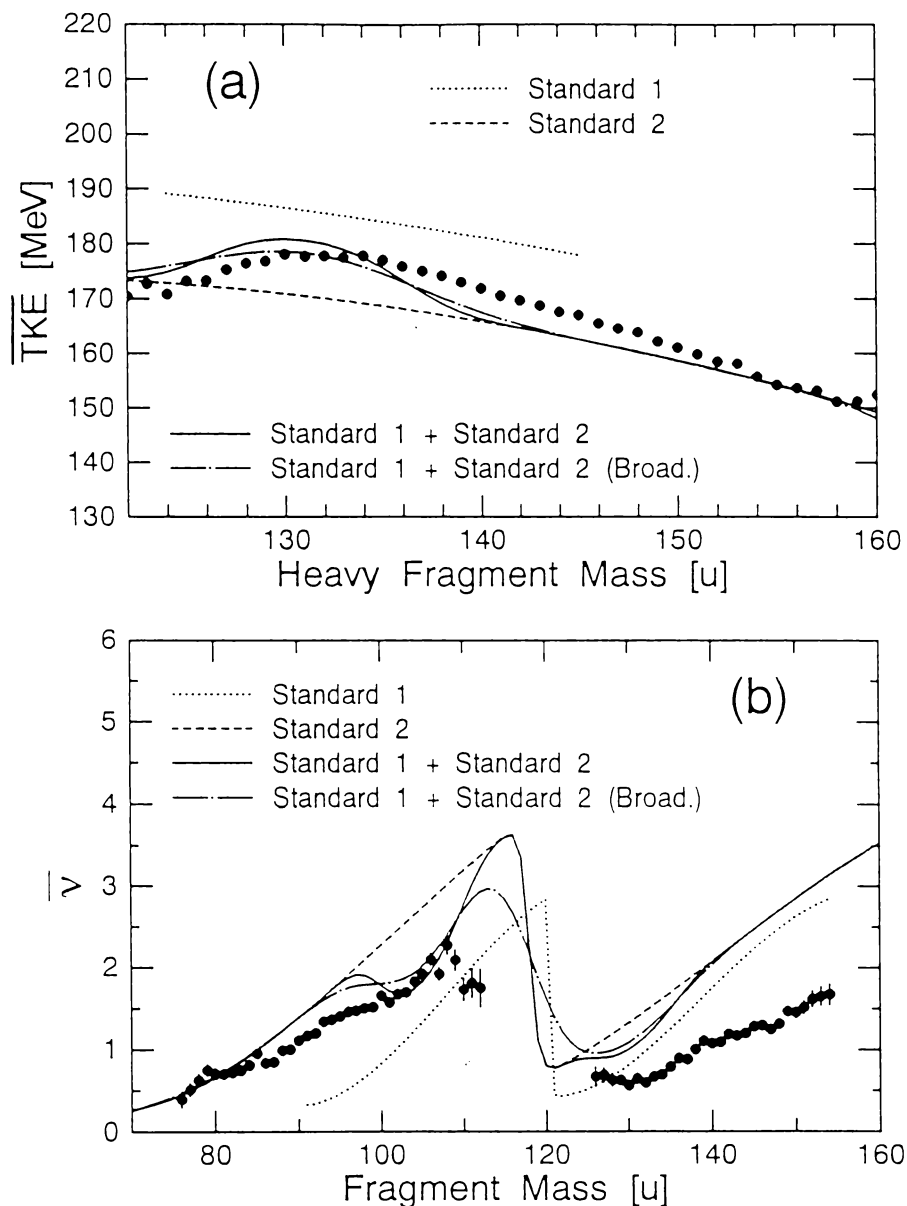


図 5-33 (a) BGM モデルで解析した全運動エネルギー分布と実験値 (●) との比較。点線と破線は \overline{TKE}_1 と \overline{TKE}_2 を表す。実線は両チャンネルへの分岐確率 p_c ($c=1, 2$) を重率として \overline{TKE}_1 と \overline{TKE}_2 を加えあわせたもの。1 点鎖線は、実線を本研究の質量分解能 (半値幅で 6 u) でなましたもの。
 (b) BGM モデルで解析した中性子放出数分布と実験値 (●) との比較。点線と波線は $\bar{\nu}_1$ と $\bar{\nu}_2$ を表す。実線は両チャンネルへの分岐確率 p_c ($c=1, 2$) を重率として $\bar{\nu}_1$ と $\bar{\nu}_2$ を加えたもの。1 点鎖線は、実線を本研究の質量分解能 (半値幅で 6 u) でなましたもの。

(2) 中性子放出数

$^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の各チャンネルに相当する中性子放出数 $\bar{\nu}_c$ を2.2.2節に示した方法により決定した。得られた $\bar{\nu}_1(m^*)$ と $\bar{\nu}_2(m^*)$ を図5-33(b)に示す。この図で、Standard 1の方が中性子数が少ないのは、分離点での核分裂片の変形が小さいためである。これは、Standard 1の限界形状の長さ $2l$ がStandard 2に比べて13%短いことから導かれる。同じ図の実線は、2.2.3節の式(2-46)で計算した $\bar{\nu}(m^*)$ であり、各チャンネルの p_1 と p_2 を重率として $\bar{\nu}_1(m^*)$ と $\bar{\nu}_2(m^*)$ を積算したものである。図の1点鎖線は、実線の $\bar{\nu}(m^*)$ を本実験の質量分解能でなましたものである。このなまされた $\bar{\nu}(m^*)$ を見ると、軽核分裂領域の100 uにおいて肩の構造が現われており、黒丸で示した実験値をよく再現している。この部分の構造は、第3章で述べた $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の実験と解析と共通している。一方、重核分裂片に注目すると、140 uで $\bar{\nu}$ の傾きに変化が現われることが計算で示されている。重核分裂領域での計算値は実験値を過大評価しているが、140 uにおける傾きの変化は実験値をよく再現している。したがって、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の分布の構造に着目すれば、BGMモデルは $\bar{\nu}(m^*)$ を再現すると言える。

5.6 節 分離点モデルによる計算との比較

本節では、Terrell の分離点モデルによる解析を行って実験値を考察する。計算方法は2.3節で示した方法によった。まず、式(2-57)で示したように、分離点でのクーロンポテンシャルエネルギー V_c は図5-16(c)に示した \overline{TKE} に等しいとする。また、核分裂片の励起エネルギー \bar{E}_{ex} を式(2-59)で計算し、この値は式(2-58)に示したように分離点での変形エネルギー E_{def} に等しいとした。この計算に必要な $\bar{\eta}(m^*)$ と $\bar{\nu}(m^*)$ は、それぞれ図5-20と図5-21のものをを用いた。式(2-48)～(2-56)を用いて計算された殻補正エネルギー $\delta W(m^*)$ を図5-34(a)に示す。ここには、Myers と Swiatecki (MS)^[43]による $\delta W(m^*)$ を比較のために示した。実験値から得られた $\delta W(m^*)$ の特徴は、軽核分裂片領域ではほぼ0に近い値を取る一方で、重核分裂片では負の値を持つことである。特に、2重魔法数の132 uの近くで極小値が見られる。MSの求めた軽核分裂片での $\delta W(m^*)$ は正の値を示しており、本解析結果とは異なっている。しかし、重核分裂領域に注目すると、 $\delta W(m^*)$ が負の値をとること、および132 u近傍で極小値を持つことは本解析結果と共通している。本解析で得た $\delta W(m^*)$ は、分離点モデルを仮定した場合の実効的な殻補正エネルギーであり、必ずしもMSらの値と一致を示す必要はないものの、軽核分裂領域での不一致は、核分裂片の初速度など解析を単純化するために無視した効果によるものではないかと考える。しかし、重核分裂領域での傾向が互いに類似していることから、このモデルにより原子核の変形パラメータ α やスティフネス C_2 を議論しても有意義であると考えられる。なお、Rubenらも本研究と同様な方法で $\delta W(m^*)$ を決定しており^[17]、その分布傾向は本解析に近い。

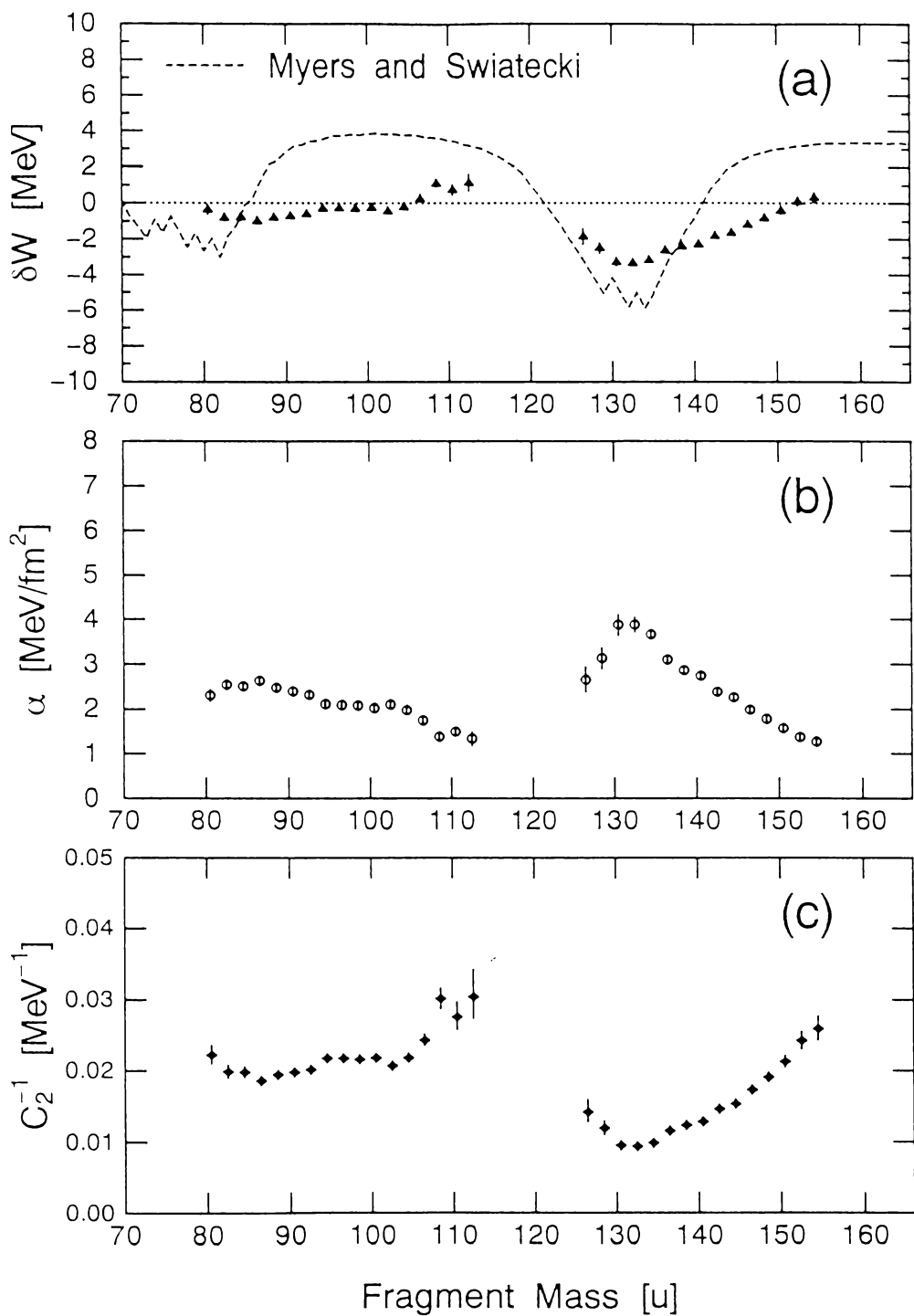


図 5-34 分離点モデルによる計算結果。(a) 殻補正エネルギー δW 。破線は Myers と Swiatecki^[43] による値。(b) 変形パラメータ α 。(c) スティフネスの逆数 C_2^{-1} 。これらの意味については本文を参照。

図 5-34 の(b)と(c)には、それぞれ本解析で得た変形パラメータ α とスティフネスの逆数 C_2^{-1} を示した。ここで α は、上記の δW を用いて式(2-51)から計算した。また C_2 は、ここで求めた α を用いて式(2-50)から計算した。 C_2 の代わりにその逆数 C_2^{-1} を図示したのは、原子核の柔らかさを与えるパラメータにするためである。まず α は、原子核の硬さを与えるパラメータであり、軽核分裂片領域では、質量数とともに緩やかに減少してゆく。一方、重核分裂領域では、130 u 近傍で最大値をとり、この値は質量数とともに大きく減少する。もう一方の $C_2^{-1}(m^*)$ は、全体として鋸歯状の分布を示すことがわかる。すなわちこの値は、軽核分裂領域では m^* とともに緩やかに増加すが、重核分裂領域では 130 u を最小値とし、ここを超えると大きく上昇する。 C_2 と α はともに原子核の硬さを表すパラメータであり、両者は式(2-50)で関係付けられることから、この分布傾向は容易に理解できる。5.1 節で述べたように、 C_2^{-1} は原子核の柔らかさを表すことから、この値は $-dv/dTKE(m^*)$ を反映するといえる。図 5-27 に示したように、 $-dv/dTKE(m^*)$ は、質量数に対して鋸歯状の分布を示す。例えば、質量数 130 u とこれに対応する 106 u の $-dv/dTKE$ を見ると、前者の方は値が極小になり、原子核が非常に硬いことを表す。この物理的な意味は、 $C_2^{-1}(130)$ が極小値であることと等しい。また非対称性の大きな領域に相当する 2 つの核分裂片の $-dv/dTKE$ の値はほぼ等しく、このことは互いに同じ程度の柔らかさであることを意味する。これと同じ質量数分割に相当する 2 つの核分裂片の C_2^{-1} も互いに似た値を持つ。このことから、 $-dv/dTKE(m^*)$ が鋸歯状の分布を示すのは、殻効果を受けた核分裂片の C_2^{-1} が質量数に対して鋸歯状の分布をすることによるといえよう。

5.7 節 結言

第 4 章で示した 1V1E 法と中性子検出器を組み合わせたシステムにより、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片と中性子の同時計測を行い、これまでに行われた研究よりも優れた統計精度のデータを取得することができた。解析の結果、以下のことが明らかになった。

(1) 核分裂片の重心系から見た中性子のエネルギー Spektrum $\phi(\eta)$ を核分裂片ごとに得た。これは、すべての質量数範囲において Maxwell 型の Spektrum で近似できることを示し、質量数依存の中性子の平均エネルギー $\bar{\eta}(m^*)$ を求めた。この分布は、全体として対称核分裂を境にはほぼ左右対称の鐘型の分布を示した。また、質量数 145 u と 90 u において極小値が見られた。145 u での極小値は $^{252}\text{Cf(sf)}$ ^[3] や $^{233}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ ^[4] にも観測されているが、90 u での極小値は、自発核分裂および熱中性子核分裂を通じて初めて見出された。

(2) 核分裂片が放出する平均の中性子数 $\bar{\nu}(m^*)$ は、これまでに Apalin ら ^[10]、Maslin ら ^[6] および Boldeman ら ^[7] の測定例がある。本実験で得られた $\bar{\nu}(m^*)$ とこれらのものの比較から、次のことがわかった。① 軽核分裂領域の質量数 100 u 近傍に肩の構造がある。これは、いずれの測定にも共通して見られる。② 本実験値では、重核分裂領域の 140 u を境に、質

量数に対する $\bar{\nu}(m^*)$ の増加割合が変化しており、140 u に膨らみの構造が見られた。この傾向は Maslin らの値に近く、Apalin らや Boldeman らの結果には見られない。この結果の違いは、Apalin らや Boldeman らが中性子の放出による核分裂片の反跳の補正をしていないことによること示唆した。

(3) 両方の核分裂片から放出される中性子数の和 $\overline{\nu^{tot}}$ は、これまで Apalin らと Maslin らの実験値があった。本実験で得られた $\overline{\nu^{tot}}$ の結果は後者に近い分布を示し、質量数に対して大きな変化は見られない。しかし、微細構造に注目すると、質量数 132 u と 146 u において極小値が見られる。132 u での構造は、Apalin らと Maslin らの結果にも見られるが、146 u における極小値は Apalin らの結果にはなく、Maslin らの値には見られていた。

(4) TKE に対する ν^{tot} の変化を見ると、 TKE が 150 MeV 以上で両者は直線関係を示す。本実験で得られたこの直線の傾き $-dTKE/d\nu^{tot}$ は 17.1 ± 0.3 MeV/neutron であり、この値は Boldeman らの結果 16.7 MeV/neutron に近い。

(5) 質量数と TKE に対する中性子数 $\nu(m^*, TKE)$ を、熱中性子核分裂反応として最も統計精度よく求め、 TKE に対する ν の傾き $-d\nu/dTKE$ を核分裂片ごとに調べた。得られた $-d\nu/dTKE(m^*)$ の形状は $\bar{\nu}(m^*)$ と似て、130 u を最小値に持つ鋸歯状の分布を示す。そして、新たに 140 近傍に $-d\nu/dTKE(m^*)$ の極小値が存在することを見出した。この構造は、自発核分裂および熱中性子核分裂反応を通じて初めて確認されたものであり、Wilkins らが示した原子核の変形 $\beta=0.6$ 、中性子数 86 の変形中性子殻の存在に原因があると考えられる。

(6) $\nu(m^*, TKE)$ の分布から、中性子数が 0 となる全運動エネルギー TKE_{\max} を核分裂片ごとに調べた。軽核分裂片について得られた TKE_{\max} の値は Q_{\max} に等しい。このことは、発生中性子数 ν は励起エネルギーをよく表すパラメータであることを意味する。一方、重核分裂片の $140 < m^* < 150$ u では、 TKE_{\max} が Q_{\max} より最大 15 MeV も上回った。この原因については今後の研究が必要である。なお、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ 以外の核分裂反応において、このように中性子のデータから TKE_{\max} を得たのは本研究が初めてである。

(7) $\bar{\nu}$ と $\bar{\eta}$ のデータから得た系の全励起エネルギーの平均値 \overline{TXE} は、 $(Q_{\max} - \overline{TKE})$ の値とほぼ 1.5 MeV の範囲で一致した。このことは、得られた実験値がエネルギー保存則を充たすことを意味している。 $\overline{TXE}(m^*)$ の分布に注目すると、質量数 $132 < m^* < 150$ u の範囲で励起エネルギーの低い底を形成していることが確認された。すなわち、この領域をはずれて、 $m^* < 130$ u の対称核分裂領域に近づくほど $\overline{TXE}(m^*)$ は上昇し、120 u で約 17 MeV も増加する。また、155 u より非対称性が大きくなっても $\overline{TXE}(m^*)$ は増加することが推測される。励起エネルギーの底を形成する質量範囲は、冷たい核分裂が起こりうる領域^{[38][39]} とほぼ重なる。さらに、この励起エネルギーの底は、質量数分布が形成される範囲とも一致する。このことから、分離点で核分裂片がコンパクトな配置をとることのできる質量数の範囲はほぼ $132 < m^* < 150$ u であること、およびこのコンパクトな配置をとるような質量数を形成するように親核が分裂するとも推測できる。

得られた実験値を、核分裂過程について[A]の立場をとる BGM モデルと、[B] の立場をとる分離点モデルによる解析と比較した。この結果、以下のことが示された。

(1) BGM モデルで計算した $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ は、次の点で実験値を再現した。① 132 u 近傍での $\overline{TKE}(m^*)$ の最大値と 135 u 以上での m^* に対する \overline{TKE} の減少率。② 100 u 近傍に現われる $\bar{v}(m^*)$ の肩の構造。③ 140 u 前後での m^* に対する $\bar{v}(m^*)$ の変化率、あるいは 140 u での $\bar{v}(m^*)$ の膨らみ。このことから、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ の $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ は、BGM モデルによって説明でき、その結果 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ には Standard 1 と Standard 2 の 2 つの核分裂チャンネルが存在するといえる。一方、本研究の第 3 章では $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ の $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ の実験と解析を行い、この反応に 2 つのチャンネルが存在することを指摘した。ここで、BGM モデルが推測する $\overline{TKE}(m^*)$ と $\bar{v}(m^*)$ の傾向の、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ と $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ の両反応系における差異、または共通性について考える。BGM モデルが与える $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ の $\overline{TKE}(m^*)$ の値は、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ のそれよりも全体として約 5 MeV ほど小さい。両反応におけるこのエネルギーの差は、実験でも測定されたものにはほぼ等しい。したがって、BGM モデルは、上記①の分布の傾向の普遍性に加えて、異なる核分裂反応系における $\overline{TKE}(m^*)$ の変化を説明できるといえる。一方、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ と $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ の $\bar{v}(m^*)$ についてであるが、BGM モデルは両反応ともに上記の②と③の特徴を予測している。 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ ではこれら 2 つの特徴が実験で見出されたが、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ の実験値としての $\bar{v}(m^*)$ は、図 3-18 で示したように②の特徴しか示さず、③の構造は観測されなかった。つまり、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ における重核分裂領域での $\bar{v}(m^*)$ は質量数とともに直線的に増加している。 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ と $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ における③の構造の有無は BGM モデルで説明できないものの、②の 110 u における構造の共通性は、BGM モデルで与えることができる。

(2) BGM モデルは、上のように平均値を議論するのに適しているが、質量数と運動エネルギーに対する中性子数 $v(m^*, TKE)$ を説明することはできない。本解析では、 $v(m^*, TKE)$ を最も特徴づけるパラメータが $-dv/dTKE(m^*)$ であるとし、 $-dv/dTKE(m^*)$ を分離点モデルで説明することを試みた。まず、実験値としての $\overline{TKE}(m^*)$ が分離点でのクーロンポテンシャルに等しいとし、また $\bar{v}(m^*)$ と $\bar{\eta}(m^*)$ から分離点における核分裂片の変形エネルギーを得た。このクーロンポテンシャルと変形エネルギーから、核分裂片の殻補正エネルギー $\delta W(m^*)$ を得た。この $\delta W(m^*)$ は、重核分裂片領域で負の値をとり、132 u 近傍に極小値を持つ。この傾向は、Myers と Swiatecki らの $\delta W(m^*)$ に似ていることから、 $\overline{TKE}(m^*)$ と変形エネルギーの分布の構造は、核分裂片の殻の効果に起因することを示した。この解析から得た $\delta W(m^*)$ から、さらにステイフネスの逆数 $C_2^{-1}(m^*)$ を得た。この $C_2^{-1}(m^*)$ は原子核の柔らかさを与えるものである。得られた $C_2^{-1}(m^*)$ は鋸歯状の分布を示し、 $-dv/dTKE(m^*)$ の分布とよく似ていた。このことから次の結論が導かれる。分離点においては、2 つの核分裂片は変形した状態でほぼ接している。このときの電荷中心間の距離はそれぞれの核分裂片の伸縮によってもたらされる。そ

して、この伸縮のしやすさを良く表すのは $-dv/dTKE(m^*)$ であって、これが実験で測定されたように鋸歯状の分布を示すのは、殻効果を受けた核分裂片の柔らかさが質量数によって異なるためである。

参考文献

- [1] H.R. Bowman, S.G. Thompson, J.C.D. Milton and W.J. Swiatecki, Phys. Rev. **126** (2120) 1962.
- [2] H.R. Bowman, J.C.D. Milton, S.G. Thompson and W.J. Swiatecki, Phys. Rev. **129** (2133) 1963.
- [3] C. Budtz-Jørgensen and H.-H. Knitter, Nucl. Phys. **A490** (1988) 307.
- [4] J.C.D. Milton and J.S. Fraser, in Proceedings of IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Vol. 2, IAEA (1965) p.39.
- [5] M.S. Samant, R.P. Anand, R.K. Choudhury, S.S. Kapoor, K. Kumar, D.M. Nadkarni and A. Saxena, Pramana J. Phys. **40** (1993) 299.
- [6] E.E. Maslin and A.L. Rodgers, Phys. Rev. **164** (1967) 1520.
- [7] J.W. Boldeman, A.R. DE L. Musgrove and R.L. Walsch, Aust. J. Phys. **24** (1971) 821.
- [8] M.S. Samant, R.P. Anand, R.K. Choudhury, S.S. Kapoor and D.M. Nadkarni, Phys. Rev. C **51** (1995) 3127.
- [9] J. van Aarle, W. Westmeier, R.A. Esterlund and P. Patzelt, Nucl. Phys. **A578** (1994) 77.
- [10] V.F. Apalin, Yu.N. Gritsyuk, I.E. Kutikov, V.I. Lebedev and L.A. Mikaelian, Nucl. Phys. **71** (1965) 553.
- [11] U. Brosa, S. Grossmann and A. Muller, Phys. Reports **197** (1990) 167.
- [12] H.-H. Knitter, F.J. Hambsch, C. Budtz-Jørgensen and J.P. Theobald, Z. Naturforsch. **42a** (1987) 786.
- [13] Ch. Straede, C. Budtz-Jørgensen and H.-H. Knitter, Nucl. Phys. **A462** (1987) 85.
- [14] K. Nishio, Y. Nakagome, I. Kanno, I. Kimura, J. Nucl. Sci. Technol. **32** (1995) 404.
- [15] J. Terrell, in Proceedings of IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vol. 1, IAEA (1965) p. 3.
- [16] Kildir and N.K. Aras, Phys. Rev. C **25** (1982) 365
- [17] A. Ruben, H. Märten and D. Seeliger, Z. Phys. **A338** (1991) 67.
- [18] W. Böhne, W. Galster, K. Grabisch and H. Morgenstein, Nucl. Instrum. Meth. A **240** (1985) 145.
- [19] H.W. Schmitt, W.M. Gibson, J.H. Neiler, F.J. Walter and T.D. Thomas, in Proceedings of IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vol. 1, IAEA (1965) p.531.
- [20] P. Geltenbort, F. Gönnerwein and A. Oed, Radiation Effects **93** (1986) 393.
- [21] V.V. Verbinski, W.R. Burrus, T.A. Love, W. Zobel, N.W. Hill and R. Textor, Nucl. Instrum.

Meth. **65** (1968) 8.

- [22] C. Wagemans, “ The Nuclear Fission Process ”, CRC Press (1991) p.514.
- [23] A.C. Wahl, At. Data and Nucl. Data Tables **39** (1988) 1.
- [24] D.G. Madland and J.R. Nix, Nucl. Sci. Eng. **81** (1982) 213.
- [25] A. Gavron, Nucl. Instrum. Meth. A **115** (1974) 99.
- [26] 畑健太郎、馬場宏、JAERI-memo 63-247 (1988).
- [27] H.W. Schmitt, J.H. Neiler and F.J. Fraser, Phys. Rev. **141** (1966) 1146
- [28] G. Simon, J. Trochon, F. Brisard and C. Signarbieux, Nucl. Instrum. Meth. A **286** (1990) 220.
- [29] R. Müller, A.A. Naqvi, F. Käppeler and F. Dickmann, Phys. Rev. C **29** (1984) 885.
- [30] G. Andritsopoulos, Nucl. Phys. **A94** (1967) 537.
- [31] K.J. Le Couteur and D.W. Lang, Nucl. Phys. **13** (1959) 32.
- [32] S.S. Kapoor, R. Ramanna and P.N. Rama Rao, Phys. Rev. **131** (1963) 283.
- [33] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin and A.S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. **21** (1975) 255.
- [34] A.S. Iljinov, M.V. Mebel, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A.R. Reolon and P. Rossi, Nucl. Phys. **A543** (1992) 517.
- [35] Y.S. Kim, P. Hoffman, H. Daniel, T. von Egidy, T. Haninger, F.-J. Hartman, M.S. Iotfranaei, H.S. Plendl, Nucl. Instrum. Meth. A **329** (1993) 403.
- [36] B.D. Wilkins, E.P. Steinberg and R.R. Chasman, Phys. Rev. C **14** (1976) 1832.
- [37] P. Möller and J.R. Nix, At. Data and Nucl. Data Tables **26** (1981) 165.
- [38] F. Gönnerwein and B. Börsig, Nucl. Phys. **A530** (1991) 27.
- [39] F. Gönnerwein, Z. Phys. **A259** (1994) 259.
- [40] S. Bjørnholm and L.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 725.
- [41] F.-J. Hambsch, H.-H. Knitter, C. Budtz-Jørgensen and J.P. Theobald, Nucl. Phys. **A491** (1989) 56.
- [42] T. Fan, J. Hu and S. Bao, Nucl. Phys. **A591** (1995) 161.
- [43] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Ark. Phys. **36** (1967) 343.

第 6 章 ^{235}U 熱中性子核分裂片のレベル密度パラメータの測定

6.1 節 序言

第 5 章において述べたように、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ で生成される核分裂片から放出される中性子の数と中性子エネルギーのデータを得たが、本章ではこれらのデータから核分裂片のレベル密度パラメータ (LDP: Level density parameter) が求められることを示す^[1]。次に、LDP を記述する経験式による計算との比較から、核分裂片の殻補正エネルギーと集団運動について考察し、議論する。

高励起状態にある原子核は、中性子、荷電粒子あるいは γ 線を放出することによりそのエネルギーを低減してゆくが、この過程を統計的に計算する場合の基本量として重要なのがレベル密度 (LD: Level density) である。特定の励起エネルギーに対する LD は、① 中性子や荷電粒子の共鳴捕獲反応、② 中性子、陽子、 α 粒子などの弾性散乱、③ Ericson の方法などによる実験と解析で求めることができる^[2]。そして、励起エネルギーに対する LD の変化を表すパラメータが上記の LDP である。

上述の実験方法により、多くの核種の LDP が求められた^{[3]-[8]}。そして、これらの結果をもとに原子核の質量数 A に対する LDP の系統的な変化が示されている。原子核が Fermi ガスモデルに従う場合、 A に対する LDP は直線的に増加することが推測され、実際に測定されている LDP の A に対する変化はこの傾向に従っている。しかし、魔法数を持つ原子核の LDP は、この直線性からはずれて小さい値をとることがわかる。このことから、LDP は原子核の殻効果を強く受けると考えられる。Ignatyuk ら^[6] や Iljinov ら^[8] は、殻補正エネルギー δW を用いて LDP を経験的に表した。これらの経験式は、LDP の A に対する系統的な変化をほぼよく説明しているものの、LDP の絶対値そのものは強くモデルに依存している。例えば、集団運動に伴う準位密度の増加を考慮した場合、しない場合に比べて LDP の絶対値は 30 % も低い値を持つことが Iljinov らにより示されてる^[8]。

Jørgensen らは、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ で生成される核分裂片と中性子の同時計測から、核分裂片の LDP を直接導いた^[9]。この測定において、彼らは特定の核分裂片 (m^*) から放出され

る中性子のエネルギースペクトルと中性子数を求めた。そして、前者と後者から、それぞれ核分裂片の温度(T)と励起エネルギー(E_{ex})が得られるので、核分裂片の LDP に相当する a が、式 $E_{ex} = aT^2$ より決定されることを示した。こうして得られた質量数に依存する $a(m^*)$ は、鋸歯状の分布を示し、2 重魔法数に近い質量数 130 u に極小値が存在することを見出した。このような測定の特徴は、① a の絶対値が得られること、② 中性子数が過剰な原子核についての LDP のデータが得られること、および ③ 1 回の測定で幅広い質量数範囲の LDP のデータが一度に得られることである。

本章では、Jørgensen らと同様な方法により、 $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ で生成する核分裂片の $a(m^*)$ を初めて求め、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ と $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ の 2 つの反応系による $a(m^*)$ の分布の違いを調べた。さらに、Iljinov らの経験式を用いた解析を適用することにより、核分裂片が持つ殻効果に加えて、その集団運動について考察し、議論する。

6.2 節 ^{235}U 熱中性子核分裂片のレベル密度パラメータの導出と結果

6.2.1 データ解析の方法と誤差の評価

(1) データ解析の方法

レベル密度パラメータ a は、核分裂片の励起エネルギー E_{ex} と核温度 T を次式によって関係づける。

$$E_{ex} = a T^2 \quad (6-1)$$

ここで、5.4.2 節で示したように、核分裂片から放出される中性子のエネルギーは、式(5-16)の Maxwell 分布でよく近似できる。この T は中性子の平均エネルギー $\bar{\eta}$ から

$$T = \frac{3}{4} \bar{\eta} \quad (6-2)$$

で計算される。また E_{ex} は

$$E_{ex} = \bar{\nu} \{ \bar{\eta} + \bar{B}_n \} + \bar{B}_n / 2 \quad (6-3)$$

で与えられる。ここで、右辺第 1 項と第 2 項は、それぞれ中性子と γ 線によって放出されるエネルギーである。ただし、 $\bar{\nu}$ は平均の中性子数である。また、 \bar{B}_n は平均の中性子結合エネルギーで、Möller らの質量表^[10] から決定した。本実験結果として第 5 章で述べた $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ の $\bar{\nu}$ と $\bar{\eta}$ を以上の式に代入することにより a が決定できる。

(2) 誤差の評価

a の誤差として、統計誤差のほかに以下に示す系統誤差を含めた。 $\bar{\eta}$ から式 (6-2) を用いて T を決定するのは、中性子スペクトル $\phi(\eta)$ が Maxwell 分布である場合に限り正しい。しかし $\phi(\eta)$ は、一般に式(5-19)の Le Couteur と Lang の式で表される。すなわち、 $\phi(\eta)$ が $\lambda=1/2$ の Maxwell 分布に従わない場合、実際の T と式(6-2)で計算される値とは異なる。Jørgensen らは $^{252}\text{Cf(sf)}$ の核分裂片から放出される中性子を測定して、 T と $\bar{\eta}$ の値を調べた^[9]。彼らの結果を図 6-1 (a) に示す。また、この値を使って計算した $\bar{\eta}/T$ を同図(b)に示す。ここで、1 点鎖線は係数 $4/3$ を表し、 $\phi(\eta)$ が $\lambda=1/2$ の Maxwell 分布に従うことを意味する。図から、質量数 90 u 近傍と 130~140 u を除き、 $\bar{\eta}/T$ は約 10 % 内で $4/3$ に一致している。従って、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ 反応においても $\bar{\eta}$ と T はこの範囲で一致すると仮定し、 T には 10 % の誤差を含むとして計算した。

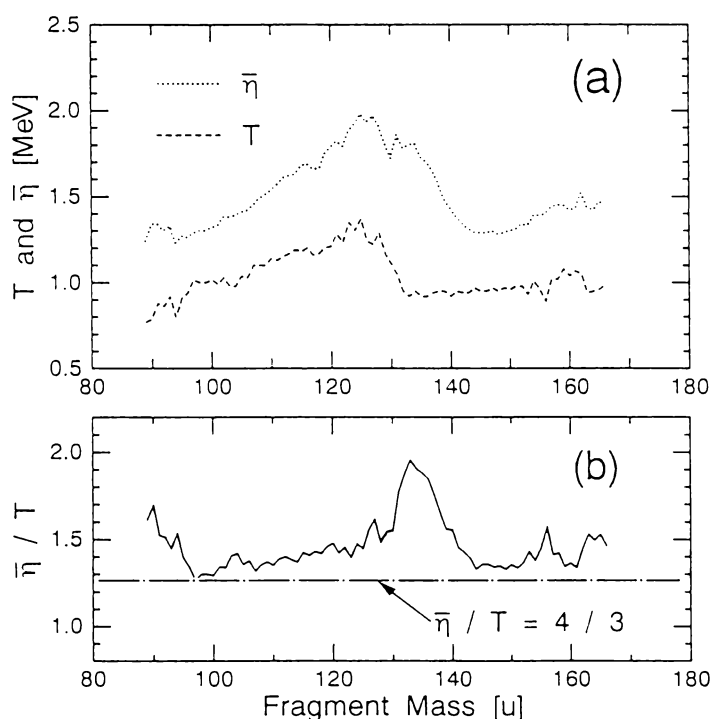


図 6-1 (a) 文献 [9] から引用した $^{252}\text{Cf(sf)}$ の核分裂片から放出される中性子エネルギーの平均値 $\bar{\eta}$ と、核分裂片の温度 T 。(b) $\bar{\eta}/T$ を核分裂片の質量数に対して示したもの。ただし、1 点鎖線は $\bar{\eta}/T = 4/3$ を表す。

6.2.2 データ解析の結果

式(6-3)によって得た $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片の質量数に依存した $E_{\text{ex}}(m^*)$ を図 6-2 (a) に示す。 $E_{\text{ex}}(m^*)$ は全体として鋸歯状の分布を示し、その大きさは 7 MeV から

20 MeV にわたっている。この $E_{ex}(m^*)$ および式(6-1)と(6-2)を用いて得られたレベル密度パラメータ $a(m^*)$ を図 6-2 (b) に示す。この $a(m^*)$ は $E_{ex}(m^*)$ と同様に、質量数 130 u における極小値を持つ鋸歯状の分布を示している。この 130 u における極小値は核分裂片の殻効果を反映するものと考えられる。図 5-20 に示した中性子エネルギー $\bar{\eta}$ 、すなわちこれに比例する T が対称核分割を軸に左右対称の分布であって、その値の変化が高々 40 % であることを考えると、 $a(m^*)$ の鋸歯状の分布は、 $E_{ex}(m^*)$ の構造をより強く反映しているといえる。また同じ図の中には Jørgensen らによる $^{252}\text{Cf(sf)}$ の $a(m^*)$ ^[9] を示した。本実験で求めた $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ の $a(m^*)$ の形状は全体として $^{252}\text{Cf(sf)}$ のそれに一致している。 $a(m^*)$ の絶対値に着目すると、 $90 < m^* < 100$ u の軽核分裂領域では $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ の値は $^{252}\text{Cf(sf)}$ のそれに比べて約 3 MeV⁻¹ 高い。一方、 $90 < m^*$ の重核分裂領域では、本実験値は $^{252}\text{Cf(sf)}$ で得られた値に比べて約 3 MeV⁻¹ 低い値を持つことがわかる。

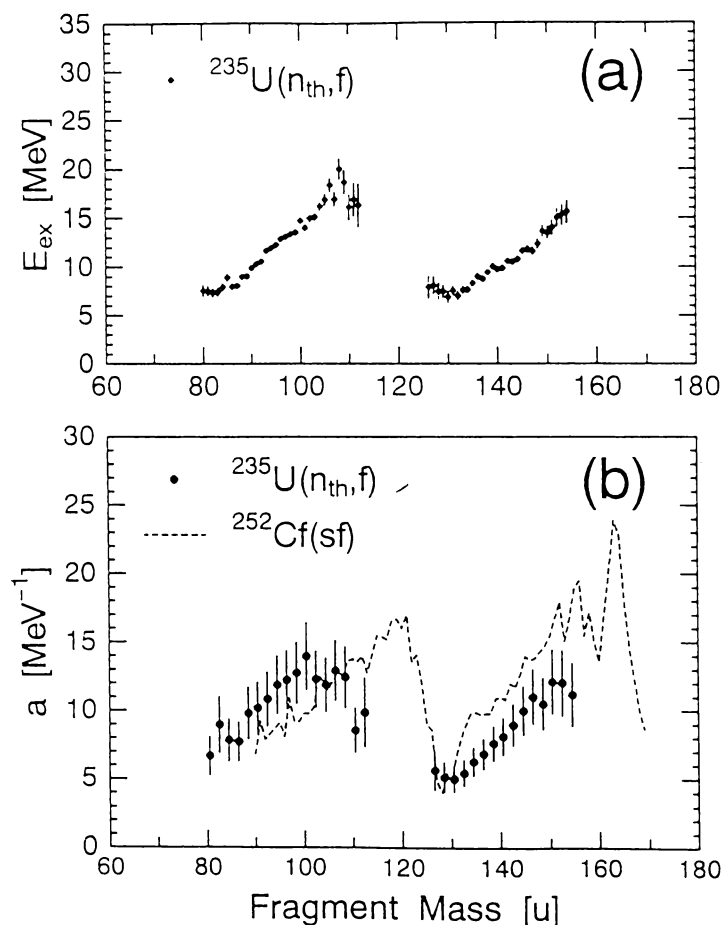


図 6-2 (a) ● : $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ の核分裂片の励起エネルギー $E_{ex}(m^*)$ の分布。
 (b) $^{235}\text{U}(n_{th}f)$ の核分裂片のレベル密度パラメータ $a(m^*)$ 。破線は $^{252}\text{Cf(sf)}$ によって得られた $a(m^*)$ ^[9]。

6.3 節 経験式によるレベル密度パラメータの解析

本節では、2.4 節で示した Iljinov の経験式^[8]により LDP を計算し、実験値と比較して考察する。

a は、式(2-62)～(2-65)で計算される。この中に現われる 3 つのパラメータ (α, β, γ) は表 2-1 に示した値を持つ。ここで、Iljinov らは、核分裂片の殻補正エネルギー δW として、Cameron (CA) ら^[11] の値よりも Myers と Swiatecki (MS)^[12] の値を用いる方が a をよく再現できるとしている。そこで、本解析でも MS による δW を用いることにした。MS の表から得た $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ の核分裂片の δW を図 6-3 に示す。この結果から見て、 δW は軽核分裂片では正の値を持つものに対して、重核分裂領域の 120～140 u で負の値を持つことが特徴的である。特に 2 重魔法数の影響を受けて質量数 132 u に顕著な極小値が現われている。

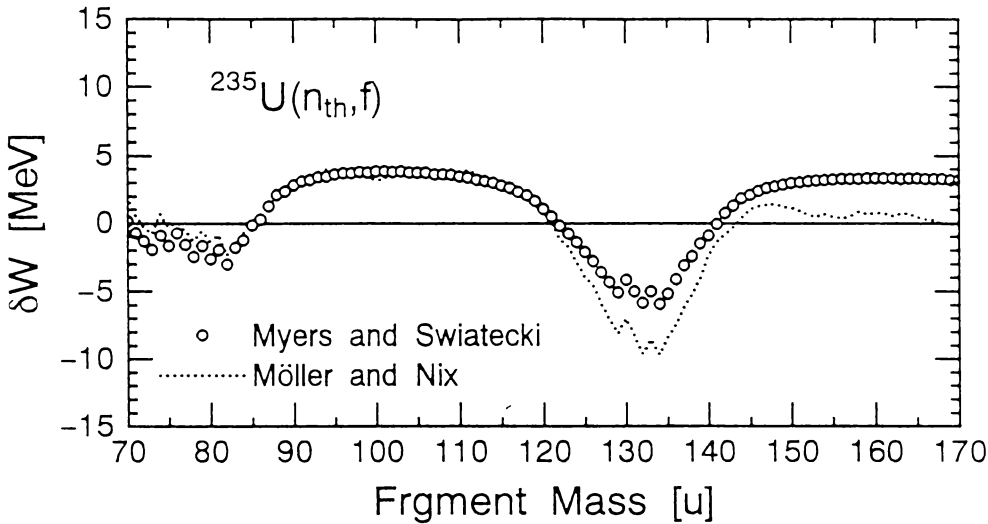


図 6-3 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ の核分裂の殻補正エネルギー $\delta W(m^*)$ 。○ は Myers と Swiatecki (MS)^[12] の表から得た値で、点線は Möller と Nix (MN)^[10] の表から得た値。

解析結果と実験値の比較を図 6-4 に示す。解析結果としては、核分裂片が集団運動を行う場合 ($K_{\text{rot}} \neq 1, K_{\text{vib}} \neq 1$) および行わない場合 ($K_{\text{rot}} = 1, K_{\text{vib}} = 1$) の 2 つの計算結果を示す。また、1 点鎖線と実線は、励起エネルギーが無限大に増加した場合のそれらの値の漸近値である。集団運動を行うとした場合の値がしない場合に比べて低い値を持つのは、 a を与えるこの経験式が中性子共鳴等の実験で得られた準位密度、 ρ 、を基に決定されているためである。この ρ は式(2-60)にあるように、 K_{rot} と K_{vib} および内部準位密度 ρ_{int}

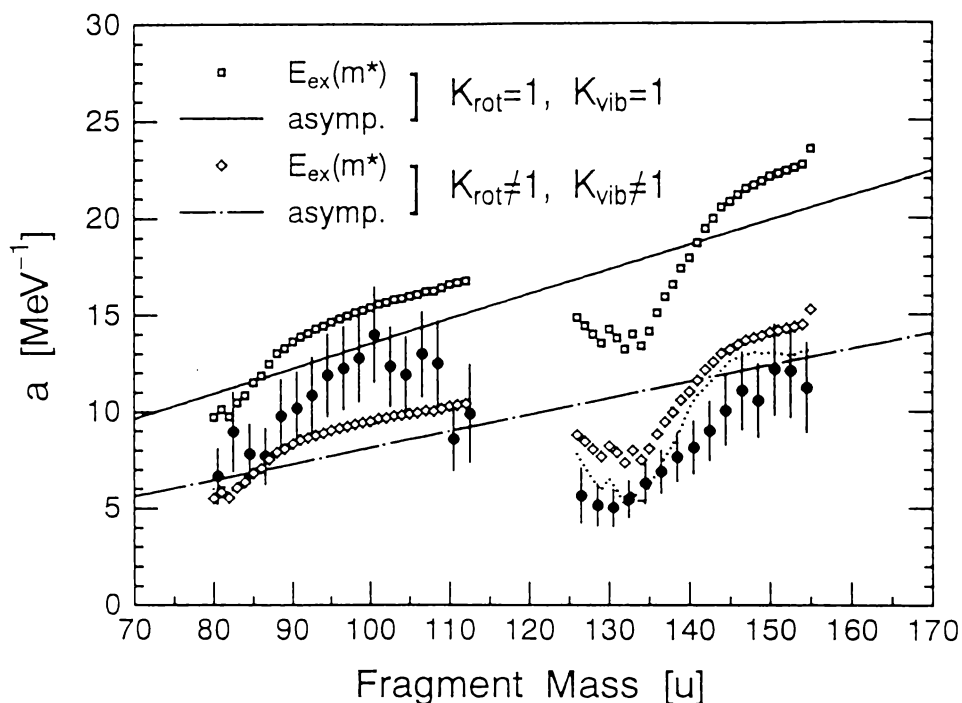


図 6-4 Iljinov の経験式^[8]で計算した $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ の核分裂のレベル密度パラメータ $a(m^*)$ 。◇ と □ は、それぞれ核分裂片が集団運動する場合としない場合の計算結果で、 $\delta W(m^*)$ として MS の値を用いた。1 点鎖線と実線は、核分裂片の励起エネルギー E_{ex} が無限に上昇した場合のそれぞれの $a(m^*)$ の漸近値を表す。図の点線は、MN の $\delta W(m^*)$ を使い、核分裂片の集団運動を考慮した場合の $a(m^*)$ 。● は実験値を表し、図 6-2 (b) に同じ。

の積で表される。原子核の集団運動により、 K_{rot} と K_{vib} が 1 より大きい値を持つとすれば、集団運動がない場合に比べて ρ_{int} は小さな値を持たなければならない。式(2-61)から明らかのように、 ρ_{int} は a に対して増加関数であり、 ρ_{int} の値が小さいと a も小さい値を持つ。計算された $a(m^*)$ の分布に注目すると、 $\delta W(m^*)$ の分布の構造の影響を受けて質量数 130 u 近傍に極小値が現われている。そして、この極小値は、黒丸で示した実験値の傾向をよく表していることがわかる。したがって、 $a(m^*)$ が鋸歯状の分布をとるのは、核分裂片の殻効果によると考えられる。また、 $\bar{\eta}(m^*)$ が対称核分裂を軸にして左右対称の分布をとる一方で、 $\bar{v}(m^*)$ が鋸歯状の分布を示すのは、 $\delta W(m^*)$ の分布の構造によると言える。次に $a(m^*)$ の絶対値に着目すると、重核分裂領域では、核分裂片が集団運動を行う場合、すなわち ($K_{rot} \neq 1, K_{vib} \neq 1$) とした方が実験値を再現している。次に、軽核分裂領域について考える。実験値から決定された $90 < m^* < 105$ u の核分裂片の LDP の値は、集団運動を仮定し

た場合としない場合の計算値の間にあり、絶対値をみただけでは集団運動の有無を判断しにくい。しかし、図 6-3 から、この領域での $\delta W(m^*)$ が正であることを考えると、実験値としての $a(m^*)$ は漸近線よりも大きな値を持つことがこのモデルから要求される。したがって、 $90 < m^* < 105$ u の核分裂片も集団運動を行っているとは判断することができる。また、 $m^* < 90$ u の核分裂片、および $105 < m^*$ の軽核分裂片も集団運動を行っているとした計算値に近い。集団運動による準位増加の内訳を見ると、 K_{rot} は 10～100 の値をとり、 K_{vib} は 3 程度の値をとる^[8]。すなわち、回転による準位の増加の寄与のほうが振動によるものよりも大きく、集団運動による LDP の値の低下は回転運動を考慮しなければ説明できない。回転運動は原子核が変形してはじめて生まれることから、核分裂片は変形していること結論できる。このことは、質量数が 132 u の 2 重魔法数に近い核分裂片についても言える。

本解析では、Möller と Nix (MN)らの質量表^[10] から求めた $\delta W(m^*)$ を用いて $a(m^*)$ の計算を行った。MN の $\delta W(m^*)$ を図 6-3 に示す。質量数が 120 u より小さい領域では、MN の $\delta W(m^*)$ は MS のものとほとんど等しいが、 $m^* > 120$ u の領域では MN の方が MS よりも負の方へ大きな値を持つ。式(2-62)～(2-65)から $a(m^*)$ を計算するために、 (α, β, γ) の値を (0.090, -0.040, 0.070) とした。これは 2.4 節で示したように、核分裂片が集団運動を行うとしたものである。これらの値は、MS の $\delta W(m^*)$ から決定されたものであるから、この 3 つのパラメータと MN の $\delta W(m^*)$ を組み合わせて計算することは厳密ではない。しかし、ここでは (α, β, γ) を固定したときに、 $a(m^*)$ が $\delta W(m^*)$ の値にどれほど依存するかを調べる意味で計算を試みた。 $a(m^*)$ の計算結果を図 6-4 に示す。軽核分裂片では、MN の $\delta W(m^*)$ と MS のそれがほとんど等しいことから、2 種類の $\delta W(m^*)$ から計算された $a(m^*)$ は互いにほとんど等しい。一方、重核分裂片領域においては、MN から得られた $a(m^*)$ は、MS による値を下回っており、このため実験値をよりよく再現している。中性子過剰核の δW は、その直接の測定が困難であることから計算によって評価されることが多い。しかし、本研究で採用した方法により核分裂片の $a(m^*)$ とこれを記述する適当な経験式を用いることにより、中性子過剰核の δW の値を評価することができる。

原子核の励起による殻効果の消去によって、核分裂反応の励起エネルギーの上昇に伴う中性子放出数 $\bar{\nu}(m^*)$ の変化を説明することができる。Strecker らは ^{238}U ターゲットに陽子を当てて核分裂を起こし、この反応で生じた核分裂片から放出される中性子の数 $\nu_{post}(m^*)$ を測定した。p のエネルギーを 12.7 から 25.5 MeV に上げた結果、 $120 < m^*$ の領域においてのみ ν_{post} の増加が測定された^[13]。中性子数は核分裂片の励起エネルギーをよく表すパラメータであるから、この重核分裂領域での ν_{post} の増加は a と T の増加によってもたらされることが式(6-1)から明らかである。そして式(2-63)と図 6-3 からわかるように、重核分裂領域の $120 < m^* < 140$ u に相当する a の増加は、負の値を持つ δW が 0 に向かって近づくことを意味する。一方、 $90 < m^*$ の軽核分裂片について見ると、入射する陽子のエネルギーの上昇に伴う $\nu_{post}(m^*)$ の変化は a と T の競合で決まる。すなわち図 6-3 から明らかのように、 $90 < m^* < 120$ u での δW は正の値を持つため、複合核の励起エネルギーが

上昇すると a は減少する方向に向かうが、 T は逆に上昇することが推測される。Strecker らの実験で $90 < m^* < 120$ u における $v_{post}(m^*)$ が陽子のエネルギーに対して変化しなかったのは、これら 2 つの効果が互いに打ち消しあったためと考えられる。同じ ^{238}U ターゲットに 155 MeV の陽子を当てて核分裂を起こし、これにともなう中性子を測定した実験例がある^[14]。これによると、鋸歯状の分布を示していた $v_{post}(m^*)$ は、 m^* に対して単調に増加するような分布になる。このことは殻効果が消去することによって核分裂片の $a(m^*)$ が Fermi ガスモデルに従って単調な増加関数になることを意味する (図 6-4 の 1 点鎖線)。高エネルギー核分裂反応におけるこのような単調増加な $v_{post}(m^*)$ は、融合-分裂反応でも見出されている^{[15]-[17]}。

6.4 節 結言

$^{235}\text{U}(n_{th}f)$ で生成する核分裂片から放出される中性子の数とそのエネルギーを用いることにより、核分裂片の質量数に依存した LDP、 $a(m^*)$ 、を求めることができた。LD の測定から a を決定するこれまでの方法^[2] に対し、この方法の特徴は、① 絶対値が得られること、② 中性子過剰な原子核についてのデータが得られること、および ③ 1 回の実験で、広い範囲の質量数についてのデータが得られることである。この方法によって $a(m^*)$ を決定したものとして、これまで $^{252}\text{Cf}(sf)$ の測定^[9] が 1 件のみ存在していたが、熱中性子核分裂反応としては本実験値が初めてであり、異なる核分裂反応から $a(m^*)$ を得ることは意義がある。

$^{235}\text{U}(n_{th}f)$ について得られた $a(m^*)$ の分布は、 $^{252}\text{Cf}(sf)$ のそれと似て質量数 130 u に極小値を持つ鋸歯状の分布を示した。絶対値について見ると、軽核分裂片領域の $90 < m^* < 100$ u に相当する LDP は $^{252}\text{Cf}(sf)$ より約 3 MeV^{-1} 大きな値となった。また、 $135 < m^*$ の重核分裂領域では、 $^{252}\text{Cf}(sf)$ に比べて約 3 MeV^{-1} 小さい値となった。

次に、Iljinov らによる経験式によって、 $a(m^*)$ を計算した。この式の特徴は、原子核の殻効果を取り入れるために殻補正エネルギー δW を関数として与えていること、および原子核の集団運動を仮定した場合の a を与えていることである。この解析結果を実験データと比較することにより、次のことがわかった。① 実験値で得られた $a(m^*)$ の分布の特徴は、核分裂片の $\delta W(m^*)$ の分布の形状から説明できる。特に、実験値に見られる質量数 130 u での $a(m^*)$ の極小値は、 $\delta W(m^*)$ の極小値の位置にほぼ等しい。② 実験で得られた $a(m^*)$ の絶対値は、原子核の集団運動による準位の増加を考慮しなければ説明できない。すなわち、核分裂片は集団運動をしていることが本研究によって初めて示された。特に、回転による準位の増加は、振動による増加より寄与が高いことから、核分裂片は変形していると結論できる。これは 2 重魔法数に近い核分裂片にもあてはまる。本実験で得られた $a(m^*)$ は、低エネルギー核分裂反応のみならず、高エネルギー核分裂反応で生成され

た核分裂片の粒子および γ 線による崩壊を計算するために有用な値であると考え^[18]。

参考文献

- [1] K. Nishio, I. Kimura and Y. Nakagome, J. Nucl. Sci. Technol., in press.
- [2] J.R. Huizenga and L.G. Moretto, Annu. Rev. Nucl. Sci. **22** (1973) 472.
- [3] A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. **43** (1965) 1446.
- [4] H. Baba, Nucl. Phys. **A159** (1970) 625.
- [5] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach and M. Uhl, Nucl. Phys. **A217** (1973) 269.
- [6] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin and A.S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. **21** (1975) 255.
- [7] M. Beckerman, Nucl. Phys. **A278** (1977) 333.
- [8] A.S. Iljinov, M.V. Mebel, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A.R. Reolon and P. Rossi, Nucl. Phys. **A543** (1992) 517.
- [9] C. Budtz-Jørgensen and H.-H. Knitter, Nucl. Phys. **A490** (1988) 307.
- [10] P. Möller and J.R. Nix, At. Data and Nucl. Data Tables **26** (1981) 165.
- [11] J.W. Turan, A.G.W. Cameron and E. Hilf, in Proceedings of the International Conference on the Properties of Nuclei, Leisin, Vol. 1 (1970) p.275.
- [12] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Ark. Phys. **36** (1967) 343.
- [13] M. Strecker, R. Wien, P. Plischke and W. Scobel, Phys. Rev. C **41** (1990) 2172.
- [14] E. Cheifetz, Z. Frankel, J. Galin, M. Lefort, J. Péter and X. Tarrago, Phys. Rev. C **2** (1970) 256.
- [15] Z. Frankel, I. Mayk, J.P. Unik, A.J. Gorski and W.D. Loveland, Phys. Rev. C **12** (1975) 1809.
- [16] D.J. Hinde, J.R. Leigh, J.J.M. Bokhorst, J.O. Newton, R.L. Walsh and J.W. Boldeman, Nucl. Phys. **A472** (1987) 318.
- [17] H. Rossner, D. Hilscher, D.J. Hinde, B. Gebauer, M. Lehmann, M. Wilpert and E. Mordhorst, Phys. Rev. C **40** (1989) 2629.
- [18] H. van der Ploeg, J.C.S. Bacelar, A. Buda, C.R. Laurens, A. van der Wourde, J.J. Gaardhoje, Z. Zelany, G. van't Hof and N. Kalantar-Nayestanaki, Phys. Rev. C **52** (1995) 1915.

第7章 総括的討論

本研究では、まず $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ の2つの核分裂片を2V2E法で測定することにより、質量数分布、全運動エネルギーの平均値および平均の中性子放出数を決定した^[1]。この実験値と、[A]の立場に立つBGMモデル^[2]の解析から、複合核 ^{240}Pu にはStandard 1とStandard 2の質量非対称チャンネルが存在することを示した。

次に核分裂片と中性子を同時計測するためのシステムを構築した^[3]。これは、2つの核分裂片を1V1E法で測定して核分裂片の運動エネルギーを決定し、この核分裂片から放出される中性子を有機液体シンチレータ (NE213 またはその相当品、以下 NE213) で検出するものである。このシステムを $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ に適用し、核分裂片の質量数と運動エネルギーに対する中性子のエネルギーとその放出数を得た^[4]。全運動エネルギーと中性子数の平均値は、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ と同様にBGMモデルによって説明できた。しかし、全運動エネルギーと質量数に対する中性子数は、[B]の考え方に立つ分離点モデル^{[5][6][7]}ではじめて説明されることが明らかになった。

最後にこの $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ のデータから、核分裂片のレベル密度パラメータを求めた^[8]。この質量数に対する分布は、 $^{252}\text{Cf(sf)}$ ^[9]と同様に原子核の殻補正エネルギーを受けた形を示した。また、Iljinovらの経験式^[10]による解析から、核分裂片は集団運動を行っていることを示した。

核分裂片とここから放出される中性子を測定する方法として、間接法と直接法がある。本研究では、前者として2V2E法を、後者として1V1E法と中性子検出器を組み合わせた方法を用いた。ここでは、この2つの方法によって得られるデータと実験上の相違点について考察を行う。また、本研究では採用しなかったが、もう一つ代表的な方法であるGdの入った有機液体シンチレータ (Gd入りシンチレータ)を用いた方法^[11]も併せて検討する。実験によって得られるデータを、直接法と間接法で比較したものを表 7-1 に示す。平均の中性子数 $\bar{\nu}(m^*)$ はいずれの方法でも測定が可能であるが、全運動エネルギーと質量数について見た $\nu(m^*, TKE)$ を間接法で得るのは精度の点から見て難しい。これは間接法がシステムの誤差を含みやすいためであり、 $\nu(m^*, TKE)$ を得るには直接法を用いるべきである。間接法は、確率分布 $P_{m^*}(\nu)$ を得るのに使えるが、精度のよい $P_{m^*}(\nu)$ を得るためにはGd入りシンチレータを用いる方がよい。NE213を用いてこれを得るには、それを複数個並

べる必要がある^[12]。中性子のエネルギーと角度分布は、NE213 を用いる方法でしか得られない。また、分離点以前に放出される中性子を得るには、核分裂片に対する角度分布を測定する必要があるので、これも NE213 を用いる方法でしか得られない。

表 7-1 直接法と間接法で得られる実験データ
(○；可能, △；原理的に可能, ×；不可能)

物理量	間接法	直接法	直接法
	(2V2E) (本研究)	(1V1E + NE213) (本研究)	(核分裂片検出器 + Gd 入りシンチレータ)
平均中性子数, $\bar{\nu}(m^*)$	○	○	○
$\nu(m^*, TKE)$	△	○	○
確率分布, $P_m(\nu)$	△	△	○
中性子のエネルギー	×	○	×
中性子の角度分布	×	○	×
分離点以前の中性子	×	○	×

表 7-2 実験を行う上での直接法と間接法の相違点

項目	間接法 (2V2E)	直接法 (1V1E + NE213)
バックグラウンド補正	不要	必要
システムの誤差	大きい	小さい
中性子束	多いほどよい	$10^7 \sim 10^8$ [n/cm ² /s]
計数率 (一定の試料厚さ に対して)	少ない	高い

次に、実験を遂行する上での特徴を、本研究で用いた直接法と間接法で比較する。表 7-2 に示したように、直接法に用いるシンチレータはバックグラウンドの γ 線を検知するのでこの補正が必要であるが、間接法はこれを必要としない。すなわち、間接法で検出するのは核分裂片だけであり、バックグラウンドとしての γ 線や中性子、あるいは試料からの α 線はパルス波高の差から容易に分離できるためである。間接法は、中性子を放出する前後の核分裂片の質量数の差から中性子数を決定するので、エネルギー分解能に起因するシステムの誤差を含みやすい。この誤差を少なくするために、ターゲットを薄くして核分裂片のエネルギー損失を少なくする必要がある。しかしこのことは核分裂片の計数率が減少することを意味し、そのために中性子束は高い方が望ましい。これに対して直接法は、核分裂片と中性子を異なる検出器で測定するため、システムの誤差は間接法に比べて小さい。直接法にとっても、計数率を上げるために中性子束が高い方が望ましい。しか

し一方で、NE213 で検知されるバックグラウンド γ 線は中性子束の増加とともに増加するので、中性子束が高すぎると測定が困難になる。本研究から、直接法にとって適当な中性子束は約 $10^7 \sim 10^8$ [n/cm²/s] と考えられる。本研究の実験配置では、等しい厚さのターゲットを用いた場合、直接法における中性子と核分裂片の同時計測の計数率は、間接法の同時計数率の約 5 倍であった。

NE213 と組み合わせる核分裂片検出器として、本研究では PPAC と SSBD を用いたが、2 組の格子付電離箱(GIC)を用いた例がいくつか報告されている^{[9][13][14]}。両者の違いは 4.1 節で詳しく述べたが、GIC を用いて核分裂片を検出する場合、中性子や γ 線による核分裂には適用できるが、荷電粒子入射核分裂反応に応用することはできない。一方、本研究の PPAC と SSBD の組み合わせは、この反応にも適用できる。また、本研究で開発した PPAC を用いると、核分裂片の飛行方向が 2 次元で決定できるので、中性子検出器を複数設置して詳細な測定をすることができる利点もある。

本研究では、実験値を [A]と [B]の核分裂の立場に立つ BGM モデルと、分離点モデルで解釈した。ここでは、核分裂片の質量数分布、全運動エネルギーの分布、および中性子放出数の分布について、[A]と[B]のモデルを比較検討する。

これまで、核分裂片の質量数分布を測定し、これを複数のチャンネルの成分の重ねあわせとして解釈する研究例が多い^{[15]-[19]}。これは、BGM モデルの基本的な考え方であり、実験値をうまく再現できる点で優れている。複数のチャンネルが存在することは BGM モデル等で計算されているが、しかしこのモデルはポテンシャルの計算から個々のチャンネルへの分岐確率や質量数分布等を再現することに成功していない。一方、[B]の考え方の Wilkins の分離点モデルは、実験値の再現性はよくないものの質量数分布そのものを計算から決定しうるものである^[20]。このモデルは、分離点における 2 つの原子核のポテンシャルエネルギーが小さいような質量分割が優先されるとしている。そして、特に中性子数 (N) が 82 に相当する球核の殻効果と、86 の変形核の殻効果によって非対称な質量数分布を説明している。

次に、核分裂片の質量数分布の (1) 励起エネルギーに対する変化、および (2) 親核の核種による変化について考える。(1)についてみると、励起エネルギーが増加するにつれて質量数分布は非対称から対称分裂へ漸近していく傾向がある^{[21]-[24]}。これは、[A]と[B]のいずれでも定性的に解釈が可能である。[A]によると、この現象は励起エネルギーの増加によりその殻効果が消滅するとして理解できる。質量非対称分裂の確率が高いのは、親核の殻効果によるものである。これが励起とともに消滅してゆき、親核が液滴の性質^[25]に近づいていけば、質量対称成分が増加すると解釈できる。一方、[B] の分離点モデル^[20]でも、上記のことは核分裂片の殻効果の減少の結果として解釈できる。次に (2)について考える。Th \sim Cf にかけての低エネルギー核分裂反応において、親核の変化に対する質量数分布の変化を見ると、重核分裂片領域の平均質量数は 139 u ではなく一定であるのに対し、軽核分

裂片領域のそれは親核の質量数の増加分だけ大きくなることわかっている^[26]。これは本研究でも観測されている。表 3-1 と表 5-1 から、 ^{236}U と ^{240}Pu の核分裂における重核分裂片の平均質量数はそれぞれ 139.9 u と 139.1 u でほぼ等しいが、軽核分裂領域ではそれぞれ 96.1 u と 100.9 u である。重核分裂領域における平均質量数の一様性を、[A] の考え方、すなわち親核のポテンシャルから計算することは現在のところ難しいと考えられる。しかし、分離点モデルに立てば次のように解釈できる。重核分裂領域には 2 重魔法数 132 u の原子核が存在する。そして、この核分裂片の生成を優先するように親核の切断が生じるため、重核分裂片の平均質量数は一定値をとる。逆に、軽核分裂片の平均質量数は、親核の質量数が増えた分だけ大きくなる。さらに重い親核、すなわち質量数が 260 に近い No~Fm は対称分裂することが知られている^{[27]~[30]}。この質量非対称核分裂から対称分裂への急激な変化も同様に解釈できる。すなわち、Th~Cf にかけては、132 u の原子核を生成するために質量対称分裂が禁止されて非対称性を示すが、No~Fm の自発核分裂では、質量対称分裂することで 132 u の原子核を 2 つ生成できるので対称分裂が支配的になる。

次に全運動エネルギー分布について考える。[A] の BGM モデルに立てば、全運動エネルギーの平均値 $\overline{TKE}(m^*)$ と全運動エネルギーの確率分布 $Y(TKE)$ は、2 つのチャンネル成分の重ねあわせとして表すことができるため、実験値の再現性がよい。たとえば、本実験において、 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ と $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の $\overline{TKE}(m^*)$ がいずれも 132 u 近傍で最大となることを得たが、BGM モデルによればこれは Standard 1 と Standard 2 の成分の重ね合わせで説明される。[A] の考え方に立てば、 $\overline{TKE}(m^*)$ もポテンシャル構造から計算するのが本筋であるが、現在のところそれはなされておらず、これを再現するために確率切断モデルを組み合わせている。一方、Terrell^[5] と Wilkins^[20] の分離点モデルは、いずれも核分裂片の殻効果が $\overline{TKE}(m^*)$ を決定すると考える。これらのモデルによる実験値の再現性は BGM モデルほどよくないが、132 u 近傍の最大値はこの核分裂片の強い殻効果によってもたらされる。また、BGM モデルは $\overline{TKE}(m^*)$ の親核の励起エネルギー依存性を説明できないが、分離点モデルではこの変化を定性的に説明できる点で優れている。例えば、132 u における TKE の値は、親核の励起エネルギーとともに低下することが観測されているが^{[22][23]}、Wilkins らのモデルによれば、132 u 近傍の強い殻効果が励起とともに消滅することで説明される。すなわち、分離点での核分裂片の変形が増加し、電荷中心距離が増加すると解釈できる。

次に中性子放出数について考える。 $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ や $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ 等において、核分裂片から放出される中性子数の平均値 $\bar{\nu}(m^*)$ は、全体として鋸歯状の分布を示すが、BGM ではこれを確率切断モデルを用いて説明している。また、本研究で示したように $\bar{\nu}(m^*)$ 上に局所的に現われる構造、例えば質量数 100 u 近傍での肩の構造は 2 つのチャンネルの成分の重ね合わせから説明でき、実験値をよく再現している。しかし BGM モデルでは、 $\nu(m^*, TKE)$ を説明することができない。たとえば、 TKE が極端に高い(低い)場合の中性子数は、Standard 1 と Standard 2 に相当する $\nu_1(m^*)$ と $\nu_2(m^*)$ よりも少ない(多い)ため、こ

れらをどのような分岐比で重ね合わせても実験値を再現できない。 $\bar{v}(m^*)$ が鋸歯状になることを分離点モデルは核分裂片の殻効果によるものとしており、この殻効果によって $v(m^*, TKE)$ を説明することができる。本研究で Terrell のモデルを用いて解析したように、 $v(m^*, TKE)$ を特徴づける $-dv/dTKE(m^*)$ は、殻効果を受けた原子核のスティフネスによるものとして解釈できるからである。

これまで述べてきたように、[A]と[B]のモデルは、それぞれ長所と欠点がある。一方、最近 [A]と[B]を融合した考え方が提案されている^[31]。これは、親核を複数のクラスターに分割して考えるものであり、例えば ^{234}U が分裂する場合、安定した大きなクラスターとしての ^{82}Ge および ^{132}Sn と、これら2つの核を連結する5つの ^4He 核によって構成されると考える。親核が変形することは、5個の ^4He 核の配置が変化してゆくことである。彼らは、このモデルを用いて親核の伸びに対するポテンシャルエネルギーを計算した。その結果、核分裂障壁の高さと親核の切断の位置は、BGM モデルの計算値^[2] とほぼ一致した。また、 ^4He 核の幾何学的な組み合わせとクラスターが分離する位置から、 TKE と v を説明している。このモデルは、[A]と[B]の考え方だけでは説明の困難な、① 核分裂片の確率分布 $Y(m^*, TKE)$ 上に現われる微細構造^[31]と、② 3体核分裂での α 粒子の放出^{[32][33]}に対する解釈を与えるものである。① は、クラスターの最小単位としての ^4He クラスターがある確率で生成されることを意味している。②の3体核分裂片として多く放出される ^4He 原子核は、重と軽核分裂片のほぼ中間の位置で生まれることが角度分布の測定から推測されている^[33]。このことは、2つの安定な ^{82}Ge と ^{132}Sn の中間部分に ^4He クラスターが生成しており、このクラスターがある確率で独立し、放出されることを意味している。大きなクラスターとしての ^{132}Sn が、親核の変形過程ですでに生まれているという考え方は、本研究のBGMの解析からも理解できる。例えば、 ^{236}U と ^{240}Pu における Standard 1 チャンネルは、いずれも質量数が 133 ~ 134 u にピークを持つ質量数分布を形成する点で共通している(表 3-2 と表 5-3)。このことは親核の種類によらず同一のクラスターが生成されており、これが Standard 1 を形成するものと解釈できる。親核の切断によって球形をなす ^{132}Sn が単独に生まれた場合には、電荷中心距離が短いので全運動エネルギーが高く、また変形エネルギーが小さいのでここからの中性子放出数が少ないと考えれば、この解釈は [B] の分離点モデルと共通している。核分裂現象としてのさまざまな実験事実を説明するためには、親核全体の集団的な変形過程とこの中に現われるクラスターの振舞いと2面性を持つものとして核分裂過程を捉えることも重要であると思われる。

^{132}Sn が安定なクラスターを構成していることは、この近傍の核分裂片が閉殻構造をしていることを意味する。実際に、本研究では $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の核分裂片のレベル密度パラメータ(LDP)を決定し、その結果 132 u 近傍に極小値を見出した^[8]。同様の結果が $^{252}\text{Cf}(sf)$ からも報告されている^[9]。この方法は、LDP を絶対値として求めることに特徴がある。LDP 決定のためには、中性子や荷電粒子の共鳴捕獲反応等の実験から準位密度(LD)を決定し^[35]、ここからモデルに依存した値を得ている例が多い^[10]。LDP を経験的にモデル化する場合、

Ijnov の式に見られるように、この値は核分裂片の殻補正エネルギー δW や原子核の集団運動の有無で変化する。よって、この経験式と直接法で得た LDP を比較することで、原子核の集団運動や、原子核の δW についての情報が得られる。とくに、 δW は原子核の質量数を決定する重要な値であり、本研究において中性子過剰核を対象にしたように、他の不安定核の質量数を決定するための手段として有用であると考ええる。

核分裂片の $a(m^*)$ の分布が、質量数 132 u を極小値に持つ鋸歯状の分布を持つことから、ここから放出される γ 線は他の核分裂片に比べて異なるエネルギー分布を示すことが推測される。 $^{252}\text{Cf(sf)}$ で実際に測定されたこの γ 線のエネルギースペクトルを見ると、重核分裂片の質量数 138 u より対称領域に近い核分裂片からの γ 線は、他の核分裂片に比べて 3 MeV から 8 MeV の成分が多い^{[36][37][38]}。統計モデル計算によれば、質量数に対して単調な増加をする LDP^[39] をこの計算への入力パラメータとして用いた場合、この γ 線の成分の増加は再現できないが、Jørgensen ら^[9] が求めた鋸歯状の分布を持つ $a(m^*)$ は実験値をよく再現する^{[37][38]}。このことは、 γ 線の放出の過程も核分裂片の殻効果を受けることを意味しており、この領域での γ 線のスペクトルの異常は $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ でも推測できる。

最後に今後の課題について述べる。本研究のデータ解析においては、中性子はすべて核分裂片から放出されるものとして解析した。 $^{252}\text{Cf(sf)}$ ではこのことが実験的に確かめられているが、熱中性子核分裂反応ではこれを実証するデータは存在しない。極く最近、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ において中性子のうちの 10 % は分離点以前に放出されるものであるとの研究がある^[14]。これは GIC と中性子検出器を組み合わせ、中性子の核分裂片に対する角度分布から決定したものである。今後、 0° 方向と 90° 方向に放出される中性子を検出することで、分離点以前の中性子を精度よく測定することが重要な課題である。

中性子の平均エネルギー $\bar{\eta}(m^*)$ を $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ について調べた結果、これが $^{252}\text{Cf(sf)}$ と同様に質量対称分割を軸にはほぼ左右対称の鐘型の分布であることを示した。同様の測定を $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}f)$ 等の反応で行うことにより、 $\bar{\eta}(m^*)$ の分布傾向が U から Cf にかけて一様であるかを調べることができる。また、No～Fm の自発核分裂についてこの測定を行えば、 $\bar{\eta}(m^*)$ の親核に対する系統性をより深く知ることができると思われる。No～Fm の核分裂では、その質量数分布が前述したように 130 u 近傍にピークを持つ対称性を表す。したがって、この親核の $\bar{\eta}(m^*)$ の分布形状も鐘型から急激に変化することが予測されるからである。

BGM モデルは ^{252}Cf に超非対称チャンネルが存在することを予測しており^[2]、このことは質量数分布 $Y(m^*)$ と平均の中性子放出数 $\bar{\nu}(m^*)$ の測定結果にも現われている^{[9][11]}。すなわち、 $m^* < 80$ u 以下で $Y(m^*)$ が少し増加する傾向が見られ、また $\bar{\nu}(m^*)$ は、 $m^* < 80$ u で急激に増加するとともに $m^* > 175$ u で激減する。一方、このモデル計算は ^{236}U や ^{240}Pu の超非対称チャンネルを見出していない。そこでこれらの核種についてこのチャンネルの存在を実験的に調べるのが BGM モデルを検討する上で重要であると思われる。すなわち、 $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ 等の超非対称領域 ($m^* < 80$ u) の $Y(m^*)$ と $\bar{\nu}(m^*)$ を統計精度よく測定

し、 ^{252}Cf と同様の傾向が見られれば、Brosa らは ^{236}U 等のポテンシャル計算でこのチャンネルを見落としたことになる。もし見落としていないとすれば、彼らのポテンシャル計算方法を見直す必要がある。このような観測は、分離点モデルを立証する上でも重要であると考ええる。分離点モデルでは核分裂片の殻補正エネルギー $\delta W(m^*)$ が重要な役割を果たす。図 6-3 に示したように、 $m^* = 80 \text{ u}$ で δW が正から負の値へ変化していることから、この領域における $Y(m^*)$ と $\bar{\nu}(m^*)$ が大きく変化することが予測されるからである。 $m^* < 80 \text{ u}$ での急激な変化は、図 3-10 として示した $^{236}\text{U}(n,f)$ における核分裂片の運動エネルギーの標準偏差 σ_E にも現われている^[40]。

本研究では、中性子を検出することで核分裂過程についての考察を行った。核分裂片からは中性子の他に γ 線が放出されるが、この数とエネルギーを測定することにより核分裂過程についてより詳しい知見が得られることになる。核分裂片が高い角運動量状態にある場合、 γ 線が多く放出される。例えば、Nowicki らは、全運動エネルギーが減少するとともに γ 線の数が増加することを $\text{Bi}(p,f)$ における測定から求めた^[41]。そしてこの γ 線の増加、すなわち角運動量の増加は、集団運動によるものである^[42]と解釈した。熱中性子核分裂反応では、これまで Pleasonton らが ^{233}U 、 ^{235}U および ^{239}Pu をターゲットとして、核分裂片からの γ 線を測定した例がある^{[43][44]}。彼らは、質量数に対して γ 線の数を決出し、 132 u 近傍に極小値を見出した。しかし、全運動エネルギーに対する γ 線の数など、より詳細な議論のためにはさらなる実験が必要である。

参考文献

- [1] K. Nishio, Y. Nakagome, I. Kanno, I. Kimura, J. Nucl. Sci. Technol. **32** (1995) 404.
- [2] U. Brosa, S. Grossmann and A. Muller, Phys. Reports **197** (1990) 167.
- [3] K. Nishio, H. Yamamoto, I. Kanno, I. Kimura and Y. Nakagome, Nucl. Instrum. Meth. A **385** (1997) 171.
- [4] K. Nishio, Y. Nakagome, H. Yamamoto and I. Kimura, Submitted to Nucl. Phys. A.
- [5] J. Terrell, in Proceedings of IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vol. 1, IAEA (1965) p. 3.
- [6] Kildir and N.K. Aras, Phys. Rev. C **25** (1982) 365.
- [7] A. Ruben, H. Mårten and D. Seeliger, Z. Phys. **A338** (1991) 67.
- [8] K. Nishio, I. Kimura, Y. Nakagome, J. Nucl. Sci. Technol., in press.
- [9] C. Budtz-Jørgensen and H.-H. Knitter, Nucl. Phys. **A490** (1988) 307.
- [10] A.S. Iljinov, M.V. Mebel, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A.R. Reolon and P. Rossi, Nucl. Phys. **A543** (1992) 517.
- [11] J. van Aarle, W. Westmeier, R.A. Esterlund and P. Patzelt, Nucl. Phys. **A578** (1994) 77.

- [12] A. Gavron and Z. Frankel, Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 1148.
- [13] M.S. Samant, R.P. Anand, R.K. Choudhury, S.S. Kapoor, K. Kumar, D.M. Nadkarni and A. Saxena, Pramana J. Phys. **40** (1993) 299.
- [14] M.S. Samant, R.P. Anand, R.K. Choudhury, S.S. Kapoor and D.M. Nadkarni, Phys. Rev. C **51** (1995) 3127.
- [15] H.-H.Knitter, F.J. Hambsch, C. Budtz-Jorgensen J.P. Theobald, Z. Naturforsch. **42a** (1987) 786.
- [16] P. Siegler, F.-J. Hambsch, S. Oberstedt and J.P. Theobald, Nucl. Phys. **A594** (1995) 45.
- [17] P. Schillebeeckx, C. Wagemans, A.J. Deruytter and R. Barthelemy, Nucl. Phys. **A545** (1992) 623.
- [18] C. Wagemans, L.Dematte, S.Pmme, P.Schillebeeckx, Nucl. Phys. **A597**(1996) 188.
- [19] A. Matthies, R. Kotte, W. Seidel, F. Stary and D. Wohlfarth, Z. Phys. **A337** (1990) 439.
- [20] B.D. Wilkins, E.P. Steinberg and R.R. Chasman, Phys. Rev. C **14** (1976) 1832.
- [21] S.C. Burnett, R.L. Ferguson, F. Plasil and H.W. Schmitt, Phys. Rev. C **3** (1971) 2034.
- [22] R.L. Ferguson, F. Plasil and F. Pleasonton, Phys. Rev. C **7** (1973) 2510.
- [23] H. Thierens, A. De clerq, E. Jacobs, D. De Frenne, P. D'hondt, P. De Gelder and A.J. Deruytter, Phys. Rev. C **23** (1981) 2104.
- [24] T. Ohtsuki, Y. Nagame, K. Tsukada, N. Shinohara, S. Baba, K. Hashimoto, I. Nishinaka, K. Sueki, Y. Hatsukawa, K. Hata, T. Sekine, I. Kanno, H. Ikezoe and H. Nakahara, Phys. Rev. C **44** (1991) 1405.
- [25] N. Bohr and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 56.
- [26] K.F. Flynn, E.P. Horwitz, C.A. Bloomquist, R.F. Barnes, R.K. Sjoblom, P.R. fields and L.E. Glendenin, Phys. Rev. C **5** (1972) 1725.
- [27] E.K. Hulet, J.F. Wild, R.J. Dougan, R.W. Loughheed, J.H. Landrum, A.D. Dougan, R.L. Hahn, M. Scädel, K. Sümmerer and G.R. Bethune, Phys. Rev. C **40** (1989) 770.
- [28] J.F. Wild, J. van Aarle, W. Westmeier, R.W. Loughheed, E.K. Hulet, K.J. Moody, R.J. Dougan, E.-A. Koop, R.E. Glaser, R. Brandt and P. Patzelt, phys. Rev. C **41** (1990) 640.
- [29] J.F. Wild, E.K. Hulet, R.W. Loughheed, P.A. Baisden, J.H. Landrum, R.J. Dougan and M.G. Mustafa, Phys. Rev. C **26** (1982) 1531.
- [30] M.R. Lane, K.E. Gregorich, D.M. Lee, M.F. Mohar, M. Hsu, C.D. Kacher, B. Kadkhodayan, M.P. Neu, N.J. Stoyer, E.R. Sylwester, J.C. Yang and D.C. Hoffman, Phys. Rev. C **53** (1996) 2893.
- [31] Yu.V. Pyatkov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko and V.G. Tishchenko, Nucl. Phys. **A611** (1996) 355.
- [32] R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, " Nuclear Fission ", Academic Press (1973) 374.
- [33] C. Wagemans, " The Nuclear Fission Process", CRC Press (1991) 545.

- [34] Y. Gazit, A. Katase, G. Ben-David and R. Moreh, Phys. Rev. C **4** (1971) 223.
- [35] J.R. Huizenga and L.G. Moretto, Annu. Rev. Nucl. Sci. **22** (1973) 472.
- [36] P. Glässel, R. Schmid-fabian, D. Schwalm, H. Habs, H.U. v. Helmot, Nucl. Phys. **A502** (1989) 315c.
- [37] H. van der Ploeg, J.C.S. Bacelar, A. Buda, C.R. Laurens, A. van der Woulde, J.J. Gaardhøje, Z. Zelazny, G. van't Hof and N. Karantar-Nayestanaki, Phys. Rev. C **52** (1995) 1915.
- [38] A. Hotzel, P. Thirolf, Ch. Ender, D. Schwalm, M. Mutterer, P. Singer, M. Klemens, J.P. Theobald, M. Hesse, F. Gönnerwein, H. v. d Ploeg, Z. Phys. **A356** (1996) 299.
- [39] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach and M. Uhl, Nucl. Phys. **A217** (1973) 269.
- [40] A.A. Goverdovskii, A. Khryachkov, B.D. Kuz'minov, V.F. Mitrofanov, N.N. Semenova and A.I. Sergachev, Yaz. Fiz. **56** (1993) 40.
- [41] L. Nowicki, M. Berlinger, B. Borderie, C. Cabot, P. del Marmol, Y. El Masri, C. Grégoire, F. Hanappe, C. Ngô and B. Tamain, Phys. Rev. C **26** (1982) 114.
- [42] L.G. Moretto and R.P. Schmitt, Phys. Rev. C **21** (1980) 204.
- [43] F. Pleasonton, R.L. Ferguson, H.W. Schmitt, Phys. Rev. C **6** (1972) 1023.
- [44] F. Pleasonton, Nucl. Phys. **A213** (1973) 413.

謝辞

本研究を遂行するにあたり、京都大学工学研究科原子核工学専攻の木村逸郎教授には、私が大学院修士課程に入学して以来一貫してご指導を受けました。私は、修士課程在学中に核分裂の研究に興味を持ちましたが、先生はこの実験のための環境づくりをされ、原子炉実験所の藤田薫顕教授のご配慮のもとで、同所で研究を行う機会を与えて下さいました。また先生には、学会発表、論文の書き方等において根気よくご指導をいただきました。

京都大学工学研究科原子核工学専攻の今西信嗣教授は、本論文をまとめるに際し、数々の貴重なご助言を与えて下さいました。

京都大学原子炉実験所の中込良廣助教授には、実験を行うに当たり、手を取ってご指導をいただきました。そもそも、本研究を遂行することができたのは、先生の長年にわたる核分裂実験に関する実績があったからです。特に、核燃料物質の使用を伴う本実験では、先生の豊富な知識と経験が不可欠でした。

京都大学工学研究科原子核工学専攻の神野郁夫講師には、実験の上でいろいろとご指導を仰ぎました。本論文の第3章に示した2V2E法は、先生らが開発されたものです。

近畿大学原子力研究所の大澤孝明教授は、毎月1回開かれた核分裂ゼミにおいて、本研究に関して多くの示唆を与えて下さいました。また、本研究を進める上で有益な参考文献を沢山いただきました。

京都大学原子炉実験所の海老澤徹助手には、PPACを製作するのに必要な真空蒸着装置をお借りし、その使用方法について指導を受けました。

京都大学工学研究科原子核工学専攻の秦和夫助教授と金澤哲助手には、研究を進める上で有益な助言をいただきました。

大阪大学理学部化学科の馬場宏教授は、 ^{239}Pu ターゲットの製作について指導していただきました。また、高橋成人助手は、電着法によるターゲットの製作法を手をとって教えて下さいました。

京都大学原子炉実験所の小林捷平助教授には、実験上でいろいろとご指導を受けました。同所の代谷誠治教授、市原千博助手にも実験を通じてお世話になりました。同所の山本修二氏と高見清氏は、検出器と電子回路の使い方等について指導して下さいまし

た。また、坂上勝美氏、坪倉宏嗣氏、村上勉氏には、真空実験槽その他の実験装置を作っていただきました。これらの装置なくして本研究は不可能でした。

PPAC-A 検出器は、京大工学研究科原子核工学専攻修士課程の山本秀樹氏と共同で作製したものです。また、第4章で示した 1V1E 法による $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}f)$ の測定も、同氏と共同で行いました。

以上の方々に深甚の謝意を表します。

最後になりましたが、長年にわたって私を励まし、また大学院博士後期課程まで教育を受けさせていただいた両親に心より感謝の意を表します。

本研究を遂行するにあたり、日本学術振興会から特別研究員としての支援を受けました。実験は、京都大学原子炉実験所共同利用 (共同研究) により行われました。

発表論文リスト

A. 雑誌等における査読つき原著論文（○印は本論文に関与しているもの）

- [1] M. Tsuji, K. Nishio, M. Narita, Y. Ogawa, M. Mori
" Stability Analysis of BWRs Using Bifurcation Theory "
J. Nucl. Sci. and Technol. **30** (1993) 1107-1119.
- [2] I. Kanno, K. Nishio, T. Mikawa, Y. Nakagome, K. Kobayashi, I. Kimura
" Resistivity Estimation of Irradiated Silicon Surface Barrier Detector "
Nucl. Instrum. Meth. A **348** (1994) 479-484.
- [3] K. Nishio, Y. Nakagome, I. Kanno, I. Kimura
○ " Measurement of Fragment Mass Dependent Kinetic Energy and Neutron Multiplicity for
Thermal Neutron Induced Fission of Plutonium-239 "
J. Nucl. Sci. and Technol. **32** (1995) 404-414.
- [4] K. Nishio, H. Yamamoto, I. Kanno, I. Kimura, Y. Nakagome
○ " A System for Correlation Measurement of Fission Fragments and Prompt Neutrons for
Thermal Neutron Induced Fission "
Nucl. Instrum. Meth. A **385** (1997) 171-178.
- [5] K. Nishio, I. Kimura, Y. Nakagome
○ " Measurement of Level Density Parameters of Fission Fragments Following Thermal Neutron
Induced Fission of ^{235}U "
J. Nucl. Sci. Technol., in press.
- [6] K. Nishio, H. Yamamoto, I. Kimura, Y. Nakagome
○ " Multiplicity and Energy of Neutrons from $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ Fission Fragments "
Submitted to Nucl. Phys. A

B. その他論文

- [1] K. Nishio, Y. Nakagome, I. Kanno, I. Kimura
○ " Measurement of $\nu(m^*)$ for Thermal Neutron Induced Fission of ^{239}Pu "
Proc. of the 1994 Symposium on Nuclear Data, **95-008** (1995) 93-98.
- [2] K. Nishio, H. Yamamoto, I. Kimura, Y. Nakagome
○ " Gas Gain Measurement of Parallel Plate Avalanche Counter "
Proc. of the 10th Workshop on Radiation and Their Uses, KEK **96-4** (1996) 161-167.

C. 学会等での口頭発表

- [1] 西尾勝久、神野郁夫、木村逸郎、中込良広、小林捷平
「放射線照射したSi表面障壁型半導体検出器の比抵抗値の変化」
日本原子力学会、神戸商船大学、1993年10月
- [2] 西尾勝久、神野郁夫、木村逸郎、中込良広
○ 「 ^{239}Pu 熱中性子核分裂反応における $v(m^*)$ の測定」
日本原子力学会、筑波大学、1994年3月
- [3] 西尾勝久、中込良広、神野郁夫、木村逸郎
○ 「 ^{239}Pu 熱中性子核分裂片の運動および励起エネルギー分散値の関係」
日本原子力学会、北海道大学、1994年9月
- [4] 西尾勝久、中込良広、神野郁夫、木村逸郎
○ 「 ^{239}Pu 熱中性子核分裂反応における即発中性子放出数の測定」
京都大学原子炉実験所学術講演会(第29回)、京大炉、1995年2月
- [5] 西尾勝久、山本秀樹、中込良広、神野郁夫、木村逸郎
○ 「1V1E法による ^{235}U 熱中性子核分裂片の測定」
日本原子力学会、東京工業大学、1995年3月
- [6] 西尾勝久、山本秀樹、神野郁夫、木村逸郎、中込良広
○ 「 ^{235}U 熱中性子核分裂片から放出される中性子スペクトルの測定」
日本原子力学会、日本原子力研究所、1995年10月
- [7] 西尾勝久、山本秀樹、神野郁夫、木村逸郎、中込良広
○ 「 ^{235}U 熱中性子核分裂片から放出される中性子スペクトルの測定」
京都大学原子炉実験所学術講演会(第30回)、京大炉、1996年1月
- [8] 西尾勝久、山本秀樹、神野郁夫、木村逸郎、中込良広
○ 「 ^{235}U 熱中性子核分裂片のレベル密度パラメータの測定」
日本原子力学会、大阪大学、1996年3月
- [9] 西尾勝久、山本秀樹、木村逸郎、中込良広
○ 「 ^{235}U 熱中性子核分裂片の全運動エネルギーと中性子放出数の関係」
日本原子力学会、東北大学、1996年9月
- [10] 西尾勝久、山本秀樹、神野郁夫、木村逸郎、中込良広
○ 「 ^{235}U 熱中性子核分裂片から放出される即発中性子の測定」
核分裂研究のフロンティア専門研究会、京都大学原子炉実験所、1996年10月
- [11] 西尾勝久、山本秀樹、神野郁夫、木村逸郎、中込良広
○ 「 ^{235}U 熱中性子核分裂における核分裂片と即発中性子の同時測定」
1996年核データ研究会、日本原子力研究所、1996年11月

[12] 西尾勝久、中島学、山本秀樹、木村逸郎、中込良広

○「核分裂片と中性子の同時計測による熱中性子核分裂過程の実験的研究」

原子力研究所研究会、「重元素の核融合・核分裂」日本原子力研究所、1997年3月

[13] 西尾勝久、中島学、山本秀樹、木村逸郎、中込良広

「 ^{233}U 熱中性子核分裂片と中性子の同時計測」

日本原子力学会、東京大学、1997年3月

D. 国際会議

[1] K. Nishio, I. Kimura and Y. Nakagome

○“Simultaneous Measurement of Fission Fragments and Neutrons for the Thermal Neutron Induced Fission of U-235”

5th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Frank Laboratory of Neutron Physics Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia, May (1997)

[2] K. Nishio, H. Yamamoto, I. Kanno, I. Kimura and Y. Nakagome

○“Multiplicity and Energy of Neutrons from Fission Fragments for Thermal Neutron Induced Fission of U-235”

International Conference on Nuclear Data for Science and Technology,
Trieste, Italy, May (1997)